

Université de Montréal

**Observations, modélisation, évolution et origines des naines blanches  
magnétiques**

par  
François Hardy

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)  
en Physique

septembre, 2022

© François Hardy, 2022.





Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Observations, modélisation, évolution et origines des naines blanches  
magnétiques**

présentée par:

François Hardy

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bergeron, président-rapporteur  
Patrick Dufour, directeur de recherche  
René Doyon, membre du jury  
Lilia Ferrario, examinateur externe  
Sébastien Roy, représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le: 16 décembre 2022



## RÉSUMÉ

Cette thèse présente les avancées dans l'étude des étoiles naines blanches magnétiques. L'étude des étoiles naines blanches en général, le state final d'évolution de près de 95% des étoiles de notre galaxie, permet d'obtenir de l'information cruciale sur leurs progéniteurs. Se pencher sur les propriétés des champs magnétiques des étoiles naines blanches par opposition à celles de leur progéniteur, beaucoup plus difficiles à observer en partie à cause de la faible intensité du champ, est bien plus réalisable. Plusieurs hypothèses ont été formulées afin de décrire l'origine et l'évolution de ces objets atypiques. Que les champs soient d'origine fossile suite à l'évolution d'une étoile isolée et conservation du flux magnétique, ou créés lors de la rotation rapide de la fusion de deux étoiles, il nous faut bien comprendre leur résultat, les naines blanches magnétiques, avant de pouvoir retracer leur évolution. Toutefois, les modèles de naines blanches magnétiques d'aujourd'hui reposent sur un nombre d'approximation, qui ne sont valides jusqu'à une relativement faible intensité de champ. Ceci a été la motivation derrière ce projet de doctorat.

Nous avons implémenté un traitement des raies d'absorption utilisant le calcul des énergies de transition de l'atome d'hydrogène et d'hélium sous champs magnétiques arbitraires. Ces calculs, fournis par le groupe de l'université de Tübingen en Allemagne, ont utilisé une approche numérique à la résolution de l'Hamiltonien de l'atome d'hydrogène et d'hélium en présence d'un champ magnétique d'intensité arbitraire. Cet ajout aux modèles d'atmosphères permet de modéliser la position et l'intensité des raies d'absorption dans le spectre des étoiles. Une procédure de discrétisation de la surface visible de l'étoile nous permet de modéliser des champs magnétiques avec une géométrie arbitraire, tel qu'un dipôle décentré et incliné par rapport à l'observateur.

Ces nouveaux outils ont été utilisés afin d'étudier en premier lieu un ensemble des naines blanches magnétiques avec une atmosphère riche en hydrogène. De ces résultats, nous avons déterminé une distribution de masse de ces étoiles, avec une masse moyenne significativement plus élevée que leurs homologues non-magnétiques, tels qu'attendu par les théories d'évolution binaires. Les informations extraites des différentes caractéristiques des distributions obtenues suite à cette analyse ne nous permettent cependant pas de favoriser une hypothèse d'évolution plutôt qu'une autre. Suite à ceci, celles avec une atmosphère

riche en hélium ont été les prochaines à être analysées. Nous avons ainsi déterminé rigoureusement, pour la première fois, les paramètres magnétiques de ces étoiles riches en hélium.

**Mots clés:** étoiles : atmosphères — étoiles : évolution — étoiles : modélisation — naines blanches — champs magnétiques

## ABSTRACT

This thesis presents advances in the study of magnetic white dwarf stars. The study of white dwarf stars in general, the final state of evolution of nearly 95% of the stars in our galaxy, provides crucial information about their progenitors. It is much more feasible to study the magnetic field properties of white dwarf stars as opposed to their progenitor stars, which are much more difficult to observe in part because of the weak field strength. Several hypotheses have been formulated to describe the origin and evolution of these atypical objects. Whether the fields are of fossil origin following the evolution of an isolated star and conservation of magnetic flux, or created during the rapid rotation of the merger of two stars, we need to understand their result, the magnetic white dwarfs, before we can trace their evolution. However, today's models of magnetic white dwarfs rely on a number of approximations, which are only valid up to relatively low field strengths. This was the motivation behind this doctoral thesis.

We have implemented a treatment of the absorption lines using the calculation of the transition energies of the hydrogen and helium atom under arbitrary magnetic fields. These calculations, provided by the group of the University of Tübingen in Germany, used a numerical approach to the resolution of the Hamiltonian of the hydrogen and helium atom in the presence of a magnetic field of arbitrary intensity. This addition to atmospheric models allows to model the position and intensity of absorption lines in the spectrum of stars. A discretization procedure of the visible surface of the star allows us to model magnetic fields with an arbitrary geometry, such as an offset and inclined dipole.

These new tools have been used to study first a set of magnetic white dwarfs with a hydrogen-rich atmosphere. From these results, we have determined a mass distribution of these stars, with an average mass significantly higher than their non-magnetic counterparts, as expected by the binary evolution theories. The information extracted from the different characteristics of the distributions obtained from this analysis does not however allow us to favor one evolutionary hypothesis over another. Following this, those with a helium rich atmosphere were the next to be analyzed. We have thus determined rigorously, for the first time, the magnetic parameters of these helium-rich stars.

**Key words:** stars : atmospheres — stars : evolution — stars : modelisation — white dwarfs — magnetic fields

## TABLE DES MATIÈRES

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>Abstract</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b> . . . . .	<b>ix</b>
<b>Liste des tableaux</b> . . . . .	<b>xii</b>
<b>Liste des figures</b> . . . . .	<b>xiii</b>
<b>Liste des annexes</b> . . . . .	<b>xv</b>
<b>Liste des abréviations</b> . . . . .	<b>xvi</b>
<b>Notation</b> . . . . .	<b>xviii</b>
<b>Dédicace</b> . . . . .	<b>xxi</b>
<b>Remerciements</b> . . . . .	<b>xxii</b>
<b>1 Introduction</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Théorie . . . . .	1
1.1.1 Vers le stade de naine blanche . . . . .	2
1.1.2 Classification et types spectraux . . . . .	2
1.1.3 Électromagnétisme . . . . .	3
1.1.4 Séparation des raies spectrales . . . . .	6
1.2 Origines et évolution . . . . .	8
1.2.1 Étoiles de type Ap et Bp . . . . .	9
1.2.2 Champ fossile . . . . .	9
1.2.3 Systèmes binaires . . . . .	10
1.2.4 Fusion d'étoiles . . . . .	11
1.3 Observations . . . . .	13
1.3.1 Premières découvertes de naines blanches magnétiques . . . . .	13



1.3.2	Relevés . . . . .	15
1.4	Modélisation . . . . .	18
1.4.1	Géométrie du champ magnétique . . . . .	19
1.4.2	Transfert radiatif . . . . .	23
1.4.3	Séparation des raies . . . . .	26
1.4.4	Convection . . . . .	29
1.5	En résumé . . . . .	30
1.6	Contribution de l'étudiant . . . . .	31
<b>2</b>	<b>Spectrophotometric analysis of magnetic white dwarf I : Hydrogen-rich compositions . . . . .</b>	<b>33</b>
2.1	Abstract . . . . .	33
2.2	Introduction . . . . .	34
2.3	Observations . . . . .	36
2.3.1	Sample Selection . . . . .	36
2.3.2	Photometric and Spectroscopic Data . . . . .	38
2.3.3	Note on Naming Convention . . . . .	38
2.4	Theoretical Framework . . . . .	40
2.4.1	Magnetic Synthetic Spectra Calculations . . . . .	40
2.4.2	Photometric Analysis Technique . . . . .	42
2.4.3	Spectroscopic Analysis Technique . . . . .	45
2.5	Spectrophotometric Analysis . . . . .	47
2.6	Discussion . . . . .	53
2.7	Conclusion . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Spectrophotometric analysis of magnetic white dwarf II : Helium-rich compositions . . . . .</b>	<b>63</b>
3.1	Abstract . . . . .	63
3.2	Introduction . . . . .	64
3.3	Observations . . . . .	65
3.3.1	Sample Selection . . . . .	65
3.4	Theoretical Framework . . . . .	66

3.5	Results . . . . .	69
3.6	Conclusion . . . . .	79
<b>4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>81</b>
	<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>87</b>

## LISTE DES TABLEAUX

2.I	Number of stars in our different categories . . . . .	48
2.II	Stars with shallow features . . . . .	53
2.III	Magnetic non DA stars . . . . .	53
3.I	Model fits with offset dipole geometry . . . . .	72
3.II	Magnetic white dwarfs we could not fit within our theoretical framework	77
3.III	Atmospheric parameters of stars classified as HotDC . . . . .	80
A.I	Object Names and Coordinates . . . . .	xxiii
A.II	Stars with questionable magnetic splitting . . . . .	xliv
A.III	Model fits with Good dipole fit . . . . .	lviii
A.IV	Model fits with Bad dipole fit . . . . .	lxiii
B.I	Object Names and Coordinates . . . . .	cclxxxii
B.II	Rejected Candidates . . . . .	cclxxxv

## LISTE DES FIGURES

1.1	Onde électromagnétique polarisée linéairement . . . . .	3
1.2	Onde électromagnétique polarisée circulairement . . . . .	5
1.3	Paramètres de Stokes et visualisation de la polarisation qu'ils repré- sentent . . . . .	6
1.4	Effet Zeeman pour les niveaux $^2P_{3/2}$ , $M = -\frac{1}{2}$ et $^2P_{1/2}$ , $M = +\frac{1}{2}$ du Ca II . . . . .	8
1.5	Distributions de masse théorique et observée des naines blanches ma- gnétiques . . . . .	11
1.6	Lignes d'équipotentiel dans le plan de l'orbite binaire . . . . .	12
1.7	Grw+70°8247, première naine blanche identifiée comme magnétique .	14
1.8	GD 90, exemple typique de séparation Zeeman de raies spectrales . .	15
1.9	GD 229, la première étoile naine blanche de type spectral DB identifiée comme magnétique . . . . .	16
1.10	Distribution des masses de naines blanches magnétique de type spec- tral DA, en 2018 . . . . .	18
1.11	Système de coordonnées . . . . .	20
1.12	Ca H et K, dipôle non incliné comparé à un champ constant . . . . .	21
1.13	Visualisation de l'intensité du champ magnétique pour différentes géo- métries . . . . .	22
1.14	Exemple de morphologie complexe pouvant être modélisée avec un développement multipolaire . . . . .	22
1.15	Discrétisation de l'intensité d'un champ magnétique dipolaire centré .	23
1.16	Données de Kemic (1975) pour la position des composantes des raies H et K du Ca II . . . . .	27
1.17	Énergie totale et de corrélation des électrons de l'atome de sodium . .	28
2.1	Gaia H-R diagram for our sample of magnetic DAs . . . . .	39
2.2	Balmer lines between 3000 and 8000 Å . . . . .	42
2.3	Schema for the various parameters describing our dipole geometry . .	43
2.4	Relative differences in magnitude with and without magnetic field. . .	46

2.5	Example of a star with good dipolar fit . . . . .	50
2.6	Example of a star with bad dipolar fit . . . . .	50
2.7	Example of a star with shallow features . . . . .	52
2.8	Example of a MWD which we were unable to find a suitable solution	54
2.9	Comparison of effective temperatures . . . . .	55
2.10	Comparison of stellar masses . . . . .	56
2.11	Mass distribution . . . . .	58
2.12	Distance distribution . . . . .	59
2.13	Stellar mass vs. age . . . . .	59
2.14	Mass vs. magnetic field intensity . . . . .	61
2.15	Effective temperature vs. magnetic field intensity . . . . .	61
3.1	Gaia H-R diagram for our sample of magnetic DBs . . . . .	67
3.2	Position of helium lines in a magnetic field . . . . .	69
3.3	Representative synthetic spectra of DB MWDs . . . . .	70
3.4	Dipole solution for J0017+0041 . . . . .	73
3.5	Dipole solution for J0043–1000. . . . .	73
3.6	Dipole solution for J0119+3014. . . . .	74
3.7	Dipole solution for J0142+1315. . . . .	74
3.8	Dipole solution for J0212+0644. . . . .	75
3.9	Dipole solution for J0305+3747. . . . .	75
3.10	Dipole solution for J0856+1611. . . . .	76
3.11	Dipole solution for J2323–0046. . . . .	76
3.12	Star J1407+3011 with a mostly featureless spectrum . . . . .	78
3.13	Example of a carbon/oxygen dominated atmosphere (Hot QD) . . . .	78
3.14	Star J0935+4429 with a well reproduced featureless spectrum . . . .	79
A.1	Dipolar magnetic field solutions for DA stars . . . . .	lxv
B.1	Dipolar magnetic field solutions for DB stars . . . . .	clxxxvii

## LISTE DES ANNEXES

<b>Annexe A :</b>	<b>Tables et Figures supplémentaires du Chapitre 2 . . . . .</b>	<b>xxiii</b>
<b>Annexe B :</b>	<b>Tables et Figures supplémentaires du Chapitre 3 . . . . .</b>	<b>cclxxxii</b>
<b>Annexe C :</b>	<b>Contributions supplémentaires . . . . .</b>	<b>cccxiv</b>

## LISTE DES ABBRÉVIATIONS

2MASS	Two Micron All-Sky Survey
Ap	Étoile de type spectral A chimiquement particulière
Bp	Étoile de type spectral B chimiquement particulière
DA	Naine blanche montrant des raies spectrales d'hydrogène
DAH	Naine blanche montrant des raies spectrales d'hydrogène et séparation Zeeman
DB	Naine blanche montrant des raies spectrales d'hélium neutre
DBH	Naine blanche montrant des raies spectrales d'hélium neutre et séparation Zeeman
DC	Naine blanche ne montrant aucune raie spectrale
DQ	Naine blanche montrant des raies de carbone atomique ou des bandes de carbone moléculaire
DR $n$	<i>Data Release n</i>
DZ	Naine blanche montrant des raies spectrales d'éléments lourds
H $\alpha$	Raie d'absorption située à 6563 Å correspondant à une transition entre les niveaux 2 et 3 de l'atome d'hydrogène
H $\beta$	Raie d'absorption située à 4861 Å correspondant à une transition entre les niveaux 2 et 4 de l'atome d'hydrogène
MWD	Naine blanche magnétique ( <i>Magnetic White Dwarf</i> )
MWDD	Montreal White Dwarf Database
Pan-STARRS	Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System

SDSS Sloan Digital Sky Survey



## NOTATION

$B$	Champ magnétique (scalaire)
$\mathbf{B}$	Champ magnétique (vectoriel)
$\mathbf{E}$	Champ électrique (vectoriel)
$B_d$	Intensité du champ magnétique au pôle (sans décalage)
$B_\nu$	Fonction de Planck
$B_p$	Intensité du champ magnétique au pôle (avec décalage)
$c$	Vitesse de la lumière
$e$	Charge élémentaire
$\eta$	Coefficient d'absorption normalisé à l'opacité de Rosseland
$f_\nu$	Flux monochromatique
$G$	Gauss
$g$	Gravité de surface
$g_i$	Facteur de Landé du niveau $i$
$H$	Hamiltonien
$\hbar$	Constante de Planck réduite
$I$	Paramètre de Stokes d'intensité
$\mathbf{I}$	Vecteur de Stokes
$\mathbf{L}$	Moment cinétique
$\lambda$	Longueur d'onde

$m_e$	Masse de l'électron
$m_i$	Nombre quantique du niveau $i$
$\mu$	$\cos \theta$ , angle entre la normale de surface et ligne de visée
$M_\odot$	Masse solaire
$n_\parallel$	Indice de réfraction parallèle
$n_\perp$	Indice de réfraction perpendiculaire
$\nu$	Fréquence
$\Phi$	Flux magnétique
$\xi(r)$	Énergie d'interaction spin-orbite
$\pi$	Composante Zeeman avec $m_j - m_i = 0$ (ne pas confondre avec la constante $\pi$ )
$Q$	Paramètre de Stokes de polarisation linéaire ( $0^\circ$ et $90^\circ$ )
$R_*$	Rayon stellaire
$\rho_R, \rho_W$	Paramètre magnéto-optique (rotation de Faraday et effet Voigt)
$S$	Fonction source
<b>S</b>	Spin
$\sigma_b$	Composante Zeeman avec $m_j - m_i = -1$
$\sigma_r$	Composante Zeeman avec $m_j - m_i = 1$
<b>T</b>	Tesla (10 000 G)
$\tau$	Profondeur optique
$T_{\text{eff}}$	Température effective

- $U$  Paramètre de Stokes de polarisation linéaire ( $-45^\circ$  et  $45^\circ$ )
- $V$  Paramètre de Stokes de polarisation circulaire
- $V(r)$  Potentiel d'interaction Coulombienne
- $Z$  Numéro atomique d'un noyau

À Marjorie, le vent dans *mes voiles*

## REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier en premier lieu mon directeur de recherche, Patrick Dufour, de m'avoir pris sous son aile pendant ces nombreuses années. Merci pour ce merveilleux projet, qui m'a permis de développer des compétences qui me seront sans doute utiles dans ma carrière future.

Je remercie Stefan Jordan, qui m'a fourni la première itération pour les modèles magnétiques ainsi que les calculs des niveaux d'énergies des atomes d'hydrogène et d'hélium, une partie intégrante de ce projet de doctorat.

Mille mercis à mes collègues de naines blanches, passés et présents ; Alexandre, Antoine, Benoît, Cynthia, Maude, Olivier, Patrick, Simon B., Simon C. et encore Simon C., du pavillon Roger-Gaudry jusqu'au tout nouveau MIL, puis tous de la maison. Je garde des souvenirs indélébiles de nos aventures en conférences à l'étranger comme au Québec, des sorties au pub, et des parties intenses d'*Avalon*, partout dans le monde, de Warwick à Hilo, en passant par Santa Fe, Austin et Tübingen.

Merci à Pierre Bergeron, mentor non officiel du groupe de naines blanches, d'avoir toujours eu le mot pour rire, et d'avoir redonné vie à mon doctorat lorsqu'il manquait d'élan.

Un grand merci à ma famille, mes supporteurs de longue date, mes parents, Guylaine et Jocelyn et mes frères Raphaël et Benoit, qui m'ont toujours encouragé d'une façon bien à eux. Raphaël ayant suivi dans mes pas et continué une carrière académique en astrophysique également, je le remercie d'avoir eu la patience de partager un bureau avec moi pendant ces nombreuses années.

Je remercie aussi du fond du cœur ma copine Marjorie, pour son oreille attentive en tout temps et d'avoir toujours su dire les bons mots d'encouragement.

Une mention spéciale à mon équipage de *Sea of Thieves* pour nos aventures mémorables sur l'océan où j'oubliais tous mes soucis académiques en devant mettre toute mon attention à ne pas couler, littéralement !

Je me dois de mentionner Gilles Fontaine, celui qui, par le partage de sa passion durant ses cours au baccalauréat, m'a convaincu de poursuivre mes études supérieures en astrophysique.

# CHAPITRE 1

## Introduction

*When you steal from one author, it's plagiarism; if you steal from many, it's research.*

— Wilson Mizner (1876–1933), scénariste américain

Sur Terre, il est difficile de créer et maintenir des champs magnétiques de quelques dizaines de teslas ( $1 \text{ tesla (T)} = 10^4 \text{ gauss (G)}$ ). Un de ces champs magnétiques artificiels ayant obtenu le record du monde en 2012 pour le champ magnétique le plus intense créé en laboratoire a été produit par le *Los Alamos National Laboratory* (Los Alamos National Laboratory et al., 2012), un champ pulsé d'une intensité de 100 T, soit 2 millions de fois le champ magnétique de la Terre. L'intérêt de produire de tels champs magnétiques est d'étudier leur action sur différents systèmes, tels que des atomes et ions et l'effet sur les transitions électroniques. Bien qu'impressionnant, ces champs magnétiques n'ont qu'une fraction de l'intensité de ceux détectés chez certaines étoiles. Les étoiles naines blanches magnétiques, le sujet de ce travail, peuvent avoir des champs de l'ordre de quelques centaines de MG ( $\sim 10^4 \text{ T}$ ), et sont donc des laboratoires parfaits pour étudier l'effet du magnétisme sur les différents phénomènes présents dans leur atmosphère.

### 1.1 Théorie

Les étoiles naines blanches magnétiques (MWDs dans la littérature, de l'anglais *Magnetic White Dwarfs*) sont bien mystérieuses. Leurs origines sont source de débat dans la communauté, et les phénomènes physiques qui dictent leur évolution sont encore aujourd'hui mal compris. Cette Section sert d'introduction à ce travail, en établissant les bases

de l'évolution de la séquence principale vers le stade de naine blanche et la nomenclature dans le domaine (Sections 1.1.1 et 1.1.2) et des notions théoriques nécessaires à la compréhension de l'effet des champs magnétiques sur ces étoiles (Sections 1.1.3 et 1.1.4).

### 1.1.1 Vers le stade de naine blanche

Les étoiles passent la grande majorité de leur vie à brûler leur carburant par fusion nucléaire dans ce que l'on appelle la séquence principale. Les plus massives passent ce stade plus rapidement, et explosent en supernovae lorsque le carburant est épuisé. Pour les autres étoiles de masse moins élevée (environ 0.07 jusqu'à 8 fois la masse du Soleil), la phase de fin de vie est moins violente. Sans hydrogène à brûler en hélium, puis d'hélium en carbone et oxygène, l'étoile devient une géante rouge avant d'éjecter la majorité de sa masse dans la phase de nébuleuse planétaire. Ce qui reste au centre de ce nuage est le cœur de l'étoile ; environ 0.6 fois la masse de notre Soleil dans un rayon à peine plus grand que celui de la Terre (Bergeron et al., 1992). Ce cœur est une naine blanche, condamnée à se refroidir et le destin de plus de 97% des étoiles de notre Galaxie (Fontaine et al., 2001). De la masse et le faible rayon de l'étoile résultent d'une grande gravité de surface, où les éléments chimiques plus lourds tendent à couler rapidement vers le centre de l'étoile, laissant les éléments les plus légers tels que l'hydrogène ou l'hélium à la surface. Ce phénomène est appelé le tri gravitationnel, et cause une atmosphère souvent constituée d'un seul élément chimique.

### 1.1.2 Classification et types spectraux

L'atmosphère de toutes les naines blanches n'est pas identique. Certaines réussissent à garder une couche d'hydrogène à leur surface même après la phase de perte de masse (environ 75%), et sont identifiées par le type spectral DA. D'autres, composant ~25% de la population des naines blanches, ont une atmosphère dominée par l'hélium ; le type spectral DB leur est assigné si de l'hélium neutre est détecté dans leur spectre, DO pour des raies d'hélium ionisé. Il existe aussi une infime fraction des naines blanches dont leur spectre est majoritairement constitué de raies de carbone, avec le type spectral DQ. En plus de ces différentes compositions chimiques, si des traces d'éléments plus lourds que l'hélium sont détectées dans le spectre, le suffixe Z est ajouté au type spectral. Par exemple, une naine blanche montrant majoritairement des raies d'hydrogène avec quelques raies

métalliques (telles que du calcium) est identifiée par le type spectral DAZ. Le spectre de certaines naines blanches froides ne montre cependant aucune raie d'absorption, et elles sont classifiées comme DC. Bien que de manière générale l'élément chimique dominant dans la composition de l'atmosphère correspond au type spectral de l'étoile, il arrive des situations où ce n'est pas le cas ; par exemple, une DQ peut avoir son atmosphère composée principalement d'hélium, mais une température trop faible pour montrer les raies de cet élément. Pour compléter les différentes classifications, si le spectre de l'étoile montre de la séparation Zeeman (voir plus bas, et Figure 1.8), le suffixe H est ajouté au type spectral, et si de la polarisation est détectée par spectropolarimétrie, on ajoute le suffixe P. Ces deux dernières classifications sont particulièrement importantes pour ce travail, puisque la séparation Zeeman et la polarisation dans les spectres observés sont des indicateurs importants de magnétisme.

### 1.1.3 Électromagnétisme

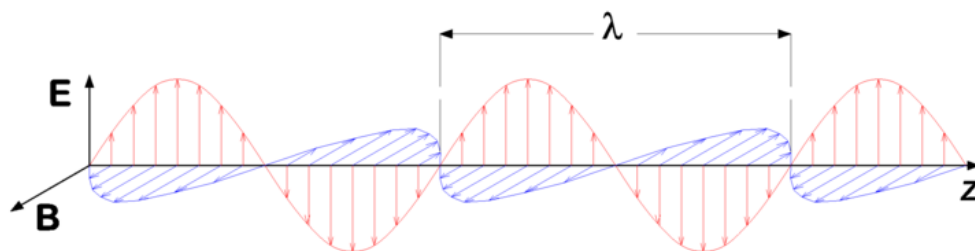


FIGURE 1.1 : Onde électromagnétique polarisée linéairement (le champ électrique, en rouge, oscille sur un seul axe) \*.

\* P.wormer ([https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Electromagnetic\\_wave.png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Electromagnetic_wave.png)), "Electromagnetic wave", <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/legalcode>

Le développement des équations de Maxwell décrivant le comportement d'une onde électromagnétique est hors du cadre de ce travail (voir tout bon manuel d'électromagnétisme pour une description de celles-ci, tel que Griffiths, 2013) mais nous discuterons ici de différentes propriétés de la polarisation de la lumière. La polarisation est la direction dans laquelle oscille le champ *électrique* d'une onde électromagnétique, et la direction du champ magnétique est obtenue par la règle de la main droite (axe orthogonal à la direction de propagation et champ électrique). Il existe deux types de polarisation ; linéaire (Figure 1.1)



et circulaire (Figure 1.2), ayant chacune deux directions. Les ondes polarisées linéairement peuvent l'être selon deux directions perpendiculaires (verticalement et horizontalement, par exemple) et la polarisation circulaire se distingue selon l'orientation circulaire droite ou circulaire gauche. Une onde polarisée circulairement est dite *circulaire droite* si le vecteur du champ électrique tourne dans le sens antihoraire lorsque l'onde se propage en direction de l'observateur (elle suit la règle de la main droite) et *circulaire gauche* dans le cas contraire. Il est intéressant à noter qu'il est possible d'obtenir un type de polarisation à partir de l'autre ; une polarisation circulaire est la superposition de deux ondes polarisées linéairement et perpendiculaires l'une à l'autre, et avec un déphasage de  $90^\circ$  ou  $\pi/2$  rad, tel qu'à la Figure 1.2. Similairement, deux ondes polarisées circulairement droite et gauche de même amplitude se superposent et produisent une onde polarisée linéairement.

Afin de décrire facilement les différents états de polarisation de la lumière, George Gabriel Stokes (1819 - 1903) développa un système connu maintenant comme les paramètres de Stokes. Ces paramètres sont  $I$ ,  $Q$ ,  $U$ , et  $V$ , représentant respectivement l'intensité de la lumière, la polarisation selon les axes  $x$  et  $y$ , la polarisation selon un angle de  $45^\circ$  des axes  $x$  et  $y$ , et la polarisation circulaire dans le plan  $x - y$ . La Figure 1.3 illustre les différents paramètres, ainsi que la signification des signes qu'ils peuvent prendre. L'ensemble de ces valeurs peuvent être écrites dans un vecteur  $\mathbf{I}$ , appelé vecteur de Stokes, tel que

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}.$$

Lorsque les ondes électromagnétiques voyagent dans le vide, elles gardent leur état de polarisation indéfiniment. À travers un milieu cependant, certains phénomènes se produisent modifiant les propriétés de la lumière. La réfraction en est un exemple bien connu, où la direction de propagation de l'onde change à l'interface entre deux milieux. En présence d'un champ magnétique, des effets dits magnéto-optiques peuvent entrer en jeu. Deux phénomènes seront discutés ici, le premier étant l'effet Faraday ou rotation de Fara-

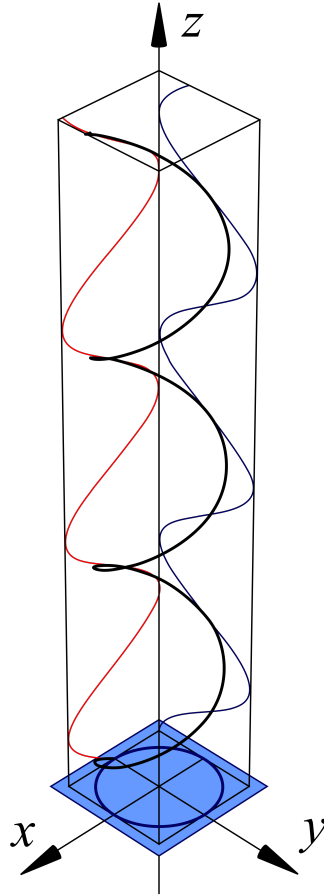


FIGURE 1.2 : Onde électromagnétique polarisée circulairement (le vecteur de champ électrique tourne dans le plan  $x - y$ , l'onde se propage sur l'axe  $z$ ). Nous pouvons voir que la somme de deux polarisations linéaires orthogonales (en rouge et bleu) déphasées d'un quart de longueur d'onde ( $\frac{\pi}{2}$ ) donne une polarisation circulaire.

day qui induit une rotation du plan de polarisation linéaire d'une onde. Cette rotation est facilement expliquée lorsque l'on décompose la polarisation linéaire de l'onde en deux composantes circulaires de sens opposés. Dans un matériau diélectrique sous l'influence d'un champ magnétique externe, celui-ci applique une force sur les électrons qui se mettent en mouvement de rotation autour des lignes de champ. Ce mouvement crée à son tour un champ magnétique induit, qui sera parallèle au champ magnétique d'une polarisation circulaire, et antiparallèle à l'autre. Une de ces composantes circulaires est donc ralentie (l'autre est accélérée), induisant un déphasage entre celles-ci. À la sortie du matériau, la combinaison des deux polarisations circulaires est une polarisation linéaire dont le plan de polarisation a subi une rotation. Le second phénomène est l'effet Voigt, qui transforme la

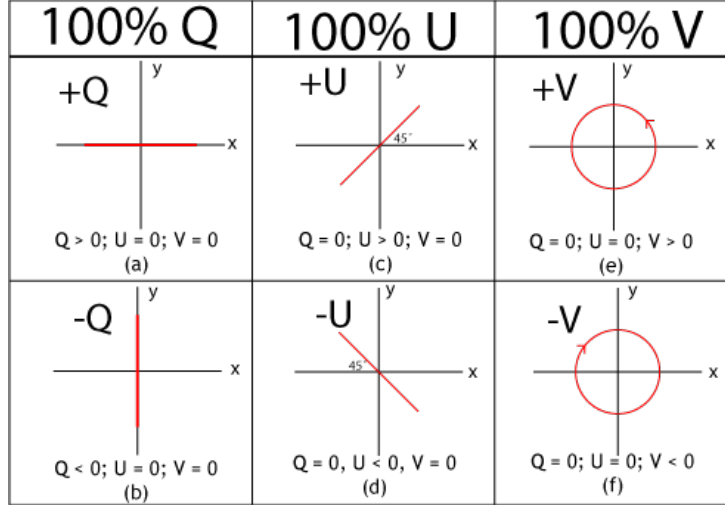


FIGURE 1.3 : Paramètres de Stokes et une visualisation de la polarisation qu'ils représentent. Les polarisations linéaires sont représentées en (a) à (d), et les polarisations circulaires en (e) et (f) \*.

\* Dan Moulton (<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/31/StokesParameters.png>), "Stokes Parameters", <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/deed.en>

polarisation linéaire de la lumière en polarisation elliptique (deux polarisations linéaires de différentes amplitudes et phases) lorsque la lumière voyage à travers un matériau dit magnétiquement biréfringent. La biréfringence magnétique est lorsqu'un matériau possède différents indices de réfraction parallèle ( $n_{\parallel}$ ) et perpendiculaire ( $n_{\perp}$ ) au champ magnétique appliqué. En résumé, l'effet Faraday change l'angle de la polarisation linéaire, et l'effet Voigt modifie la polarisation linéaire vers la polarisation circulaire.

### 1.1.4 Séparation des raies spectrales

Le champ magnétique a non seulement un effet sur la polarisation de la lumière que nous recevons de l'étoile, mais aussi sur le spectre observé. Le suffixe H décrit plus haut à la Section 1.1.2 est utilisé lorsque la séparation Zeeman est détectée dans le spectre d'une étoile. Cette séparation est causée par une modification des niveaux d'énergie des ions dans l'atmosphère magnétique de l'étoile. Si nous considérons un atome isolé en présence d'un champ magnétique, avec les approximations d'un potentiel central et du couplage  $L - S$  (spin-orbite), nous pouvons écrire l'Hamiltonien comme

$$H = -\frac{\hbar}{2m_e} \nabla^2 + V(r) + \xi(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + \left[ -\frac{e}{2m_e c} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) + \frac{e^2}{8m_e c^2} B^2 r^2 \sin^2 \theta \right] \quad (1.1)$$

en unités CGS, avec l'interaction spin-orbite au troisième terme définie comme

$$\xi(r) = \left( \frac{m_e^2 c^2}{2} \right) \frac{1}{r} \frac{dV}{dr}. \quad (1.2)$$

Dans ces équations,  $\mathbf{B}$  est le champ magnétique vectoriel,  $\mathbf{L}$  et  $\mathbf{S}$  sont les opérateurs de moment angulaire et de spin. Les constantes  $m$  et  $e$  sont respectivement la masse et la charge de l'électron,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $\hbar$  la constante réduite de Planck. Les trois premiers termes de l'Hamiltonien sont respectivement l'énergie cinétique, l'énergie potentielle (parfois appelé le terme d'interaction Coulombienne) et l'énergie de l'interaction spin-orbite, et les termes entre crochets représentent l'énergie magnétique, avec un terme linéaire en  $B$  et un autre quadratique (la dérivation peut être obtenue dans Griffiths, 2005, par exemple).

En présence d'un faible champ magnétique, le terme d'interaction spin-orbite domine sur les termes d'interactions magnétiques. Dans ce régime (régime Zeeman, d'où le nom *effet Zeeman*), Landstreet (2009) dériva la séparation en angström en fonction du champ magnétique en gauss comme

$$\lambda_{ij} = \lambda_0 + \Delta\lambda_Z = \lambda_0 + \left( \frac{e\lambda_0^2 B}{4\pi m c^2} \right) (g_j m_j - g_i m_i) \quad (1.3)$$

où les  $g_{i,j}$  et  $m_{i,j}$  sont les facteurs de Landé et nombres quantiques  $m_J$  des niveaux  $i$  et  $j$ , et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de la raie d'absorption en champ nul. Seules certaines transitions sont permises, soient celles avec  $\Delta m = m_j - m_i = -1, 0, 1$ , et nous observons ceci par les composantes habituellement appelées  $\sigma_b$ ,  $\pi$  et  $\sigma_r$  (dans cet ordre). Cet effet est aussi parfois désigné comme l'effet Zeeman linéaire, puisque le terme linéaire de l'interaction magnétique domine.

Dans le cas où le champ magnétique est suffisamment intense, les termes d'interactions magnétiques deviennent comparables à l'interaction spin-orbite. Ce régime est appelé le régime Paschen-Back, et dans celui-ci la résolution de l'Hamiltonien doit se faire numériquement, comme présenté à la Section 3.4 de Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004). Lorsque le champ magnétique est suffisamment intense, le terme d'interaction magnétique quadratique domine l'Hamiltonien et le système est dans le régime dit Zeeman quadratique. Un exemple de calcul dans ce régime pour les raies H et K du Ca II a été effectué

par Kemic (1975), où nous pouvons voir à la Figure 1.4 <sup>1</sup> que l'effet Zeeman quadratique prend le dessus sur le terme linéaire à partir d'environ 20 MG ( $2 \times 10^7$  G).

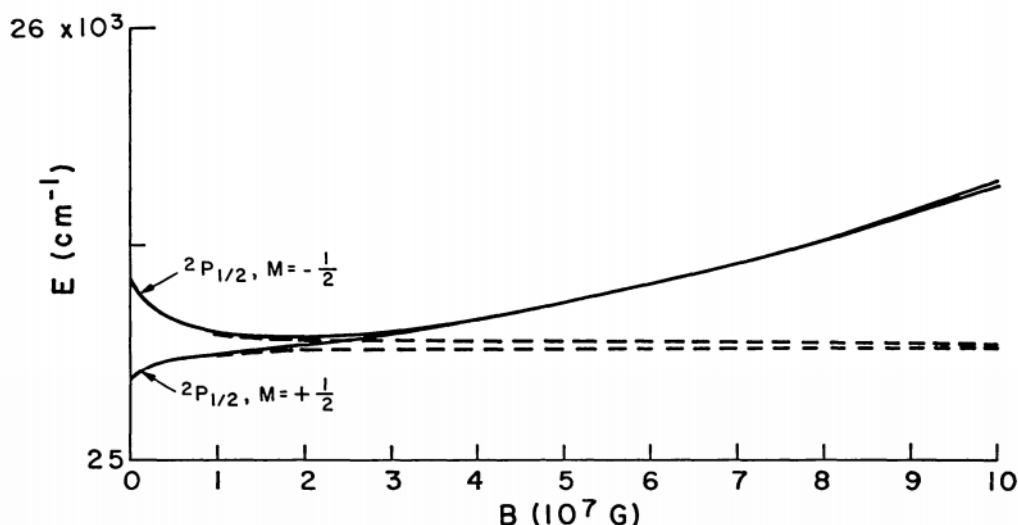


FIGURE 1.4 : Effet Zeeman pour les niveaux  $^2P_{3/2}, M = -\frac{1}{2}$  et  $^2P_{1/2}, M = +\frac{1}{2}$  du Ca II (Figure 2 de Kemic, 1975). En tiret, l'effet Zeeman linéaire seulement ; en trait plein, l'effet Zeeman linéaire plus quadratique. L'effet Zeeman quadratique prend le dessus lorsque l'intensité du champ magnétique dépasse 20 MG.

## 1.2 Origines et évolution

Les premières mesures de champs magnétiques à la surface d'une étoile ont été effectuées sur le Soleil par Hale (1908), qui a déterminé que les taches solaires montraient un champ magnétique et étaient groupées par paire de polarités opposées. La première étoile autre que le Soleil à montrer des signes de magnétisme a été 78 Vir (Babcock, 1947). Quelques années plus tard, Babcock (1958) publia le tout premier catalogue d'étoiles magnétiques, ainsi que la découverte de HD 215441 en 1960 qui encore aujourd'hui est l'étoile de la séquence principale la plus magnétique, à  $\sim 3.4 \times 10^4$  G.

Comme certaines étoiles de la séquence principale possèdent de forts champs magnétiques, il a été suggéré par Blackett (1947) que par conservation du flux magnétique, certaines étoiles devraient terminer leur vie sous la forme de naines blanches avec des

<sup>1</sup>Une erreur est présente dans les annotations de la Figure de Kemic, où celle du haut devrait indiquer  $^2P_{3/2}, M = -\frac{1}{2}$ , comme dans la légende de la Figure 1.4

champs magnétiques jusqu'à  $10^7 - 10^8$  G. Il a fallu cependant attendre plusieurs années avant d'obtenir les premières détections de champs magnétiques à la surface d'étoiles naines blanches, lorsque Kemp et al. (1970) ont identifié Grw+70°8247 par des mesures spectro-polarimétriques.

### 1.2.1 Étoiles de type Ap et Bp

Les étoiles de type spectral Ap et Bp (étoiles de types A et B dites chimiquement particulières) représentent environ 10% des étoiles de la séquence principale de masse entre  $1.6 - 5 M_{\odot}$  et possèdent des champs magnétiques intenses relativement aux étoiles de type A et B standards. La composition chimique de ces étoiles montre une abondance d'éléments lourds tels que le strontium ou le chrome plus élevée que la moyenne des étoiles de la séquence principale, d'où leur nom. Il a été montré par Donati & Landstreet (2009) que ces étoiles peuvent avoir des champs magnétiques de l'ordre  $\sim 3 \times 10^2 - 3 \times 10^4$  G à grande échelle. Le manque d'étoiles avec un champ magnétique sous les  $3 \times 10^2$  G, qui correspond à l'intensité où la pression magnétique et la pression gazeuse sont à l'équilibre dans l'atmosphère de ces étoiles, n'est pas un effet de sélection (Aurière et al., 2010) et a été surnommé le *Ap/Bp magnetic desert*, important pour les théories d'évolution qui suivent.

### 1.2.2 Champ fossile

Il existe deux théories décrivant l'origine fossile des champs magnétiques dans les étoiles naines blanches, l'hypothèse de champ fossile «fort» et celle de champ fossile «faible». Selon la première, les nuages de matière interstellaire ayant un champ magnétique de l'ordre de  $10^{-6} - 10^{-4}$  G sont à l'origine des étoiles magnétiques. De ces nuages, nous supposons que le flux magnétique initial (dépendant du rayon et de la masse comme  $\Phi_i \propto R^2 \propto M^{2/3}$ , Tout et al., 2004) est conservé. Nous pouvons ainsi déduire le champ magnétique de surface par  $B \approx \Phi/\pi R^2$ , qui peut atteindre une intensité de l'ordre de  $10^8$  G dans une étoile de la séquence principale si le nuage de gaz se contracte d'un facteur  $10^7$ , en supposant une conservation parfaite du flux magnétique. Cependant, il y a inévitablement des pertes par dissipation ohmique et donc les intensités de champs observées dans ces étoiles sont bien plus faibles. En tenant compte de ceci, il semblerait que la théorie de champ fossile

puisse expliquer l’existence des naines blanches à haut champ (HFMD, *High Field Magnetic White Dwarf*), ainsi que leur densité spatiale. La seconde hypothèse de formation de champs magnétiques, celle de champ «faible» (Ferrario et al., 2015b, Section 2), suggère que les étoiles magnétiques proviennent des dynamos (voir plus loin) d’étoiles actives pré séquence principale ou par la fusion de deux protoétoiles dont au moins une ayant une atmosphère radiative, puisque la convection tuerait la formation de champs magnétiques dans celles-ci. Le flux magnétique serait ainsi conservé lors de l’évolution de l’étoile jusqu’à ce qu’elle devienne une naine blanche magnétique. Ces théories expliqueraient bien l’origine des naines blanches fortement magnétiques ( $B \geq 10^6$  G), et le *Ap/Bp magnetic desert* correspondrait à un manque observé de champs entre  $10^5 - 10^6$  G. En se basant sur les observations du magnétisme chez les étoiles de la séquence principale par contre, Wickramasinghe & Ferrario (2005) ne parviennent pas à reproduire la distribution de champs magnétiques à la surface des naines blanches. Leurs simulations montrent que si 40% des étoiles plus massives que  $4.5M_{\odot}$  possèdent un champ entre 10 – 100 G alors il est possible de reproduire la densité de naines blanches magnétiques observée (modèle B de Wickramasinghe & Ferrario, 2005). Cependant, un champ magnétique de cette intensité est bien inférieur aux limites de détections actuelles et il n’est donc pas possible de vérifier cette hypothèse.

### 1.2.3 Systèmes binaires

Une grande fraction des naines blanches magnétiques se trouvent dans des systèmes binaires (voir les Tables en annexe de Ferrario et al., 2015a). Un tel système en interaction est appelé *variable cataclysmique* (CV), où une étoile naine blanche accrete de la matière d’une étoile compagnon, généralement une étoile de type K ou M (Robinson, 1976). Les deux étoiles étant en orbite rapprochée, l’étoile compagnon remplit complètement son lobe de Roche (ligne d’équipotentiel où la somme des forces gravitationnelle et centrifuge est nulle, dans un référentiel en rotation lié au deux étoiles) et de la matière est transférée à la naine blanche. Il existe plusieurs types de CVs, celles qui nous intéressent ici sont celles de type *polaire* (AM Herculis par exemple) et *polaire intermédiaire* (DQ Her, avec un champ plus faible) et forment environ le quart des CVs connues (Wickramasinghe & Ferrario, 2000). Il arrive cependant que ce système binaire ne survive pas à la phase d’enveloppe

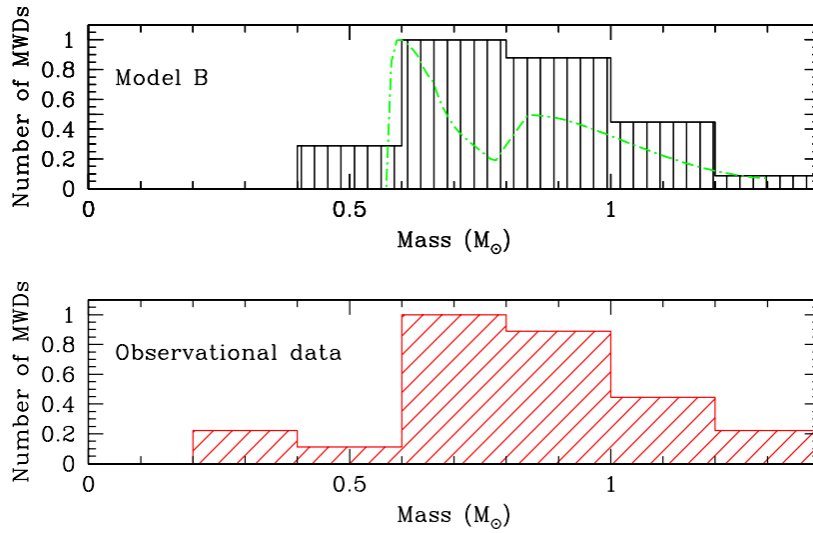


FIGURE 1.5 : Haut : distribution de masse théorique des naines blanches magnétiques (courbe verte et histogramme correspondant). Bas : Distribution de masse observée (Figure 7 de Wickramasinghe & Ferrario, 2005).

commune lorsque l'étoile progénitrice de la naine blanche entre dans la phase géante rouge, permettant ainsi aux étoiles de fusionner.

### 1.2.4 Fusion d'étoiles

Tout et al. (2008) ont proposé un scénario décrivant l'évolution d'un système binaire jusqu'à sa fusion, permettant la génération d'un champ magnétique intense. La clé est une phase d'enveloppe commune, lorsque l'étoile géante (probablement une future naine blanche) remplit son lobe de Roche et transfère de la matière autour de son compagnon (une étoile de faible masse de la séquence principale, ou une naine blanche), tel qu'illustré à la Figure 1.6. Lorsque l'étoile en  $M_2$  dépasse le lobe de Roche (en gris), elle transfère de la matière à la naine blanche ( $M_1$ ). Lorsqu'elle aussi remplit son lobe de Roche, elle ne peut accepter plus de matière et les étoiles entrent en phase d'enveloppe commune. Lors de cette phase, le moment cinétique de l'orbite des deux étoiles est transféré à l'enveloppe, ce qui réduit la distance entre les étoiles et la période de leur orbite. Le rapprochement de l'orbite amorce de la rotation différentielle dans l'enveloppe commune qui, avec la convection qui est attendue dans l'enveloppe d'une géante, peut créer une dynamo stellaire. Ceci peut produire un champ magnétique intense, soit lorsque les deux coeurs d'étoiles entrent en



contact et fusionnent ou lorsque l'enveloppe est éjectée. Ce champ peut alors rester figé dans le coeur de l'étoile (celle résultant de la fusion du système) lorsque celui-ci se refroidira.

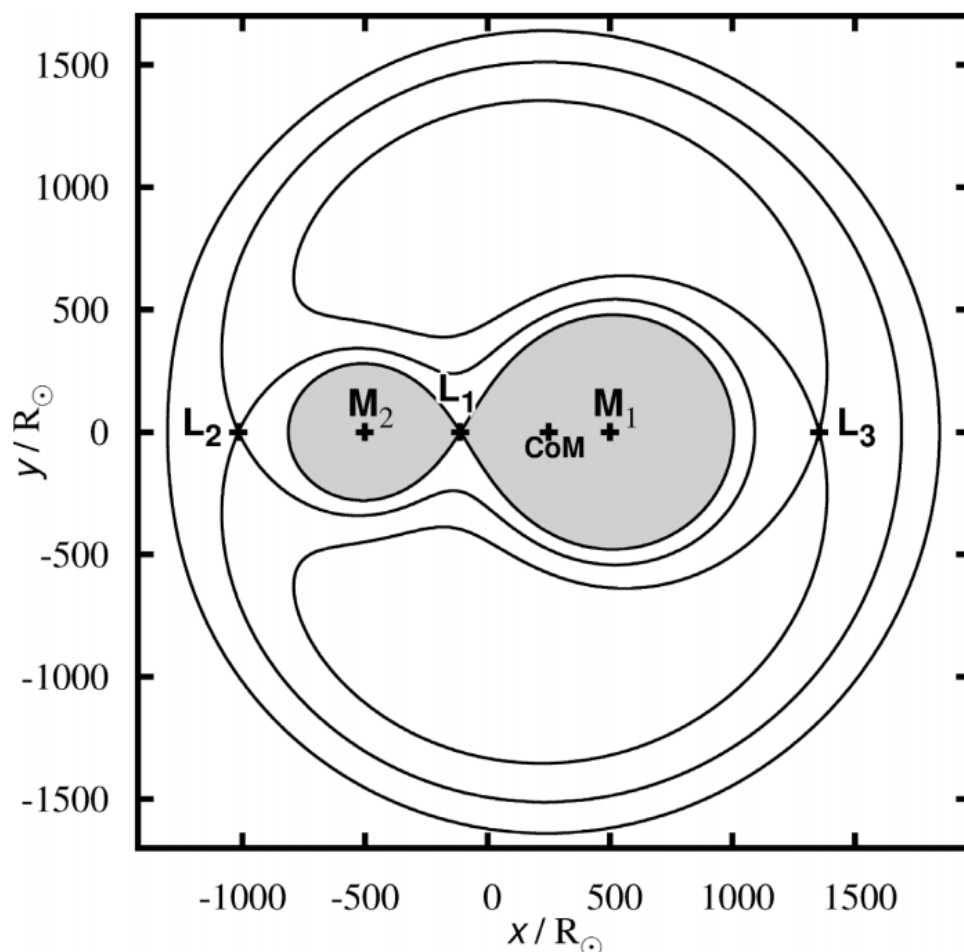


FIGURE 1.6 : Lignes d'équipotentiel dans le plan de l'orbite binaire tenant compte des forces gravitationnelle et centrifuge. Les points de Lagrange sont identifiés  $L_i$  ainsi que le centre de masse  $CoM$  (Figure 1 de Izzard et al., 2012).

La rotation rapide de l'enveloppe, couplée à celle plus lente du coeur et générant la dynamo, ralentirait rapidement. Le résultat d'une telle évolution est une naine blanche fortement magnétique à grande période de rotation (*slow rotator*). Ceci est compatible avec les observations que les naines blanches fortement magnétiques ont de longues périodes de rotation jusqu'à 100 ans (Wickramasinghe & Ferrario, 2000). Selon ce scénario, plus les étoiles sont rapprochées à la fin de la phase d'enveloppe commune, plus grande sera l'intensité du champ. Donc les systèmes ayant fusionné avant que l'enveloppe soit complètement éjectée auront les champs les plus intenses, et les étoiles n'ayant pas fusionné auront un

champ plus faible. L'intensité du champ d'un système n'ayant pas fusionné diminue avec la distance séparant les deux étoiles.

Ce scénario remet en question celui du champ fossile, puisqu'aucun système binaire n'a été découvert où une naine blanche à fort champ magnétique (plus grand que quelques MG) et un compagnon non dégénéré ne sont pas en interaction (Liebert et al., 2003). Ceci semble indiquer que les champs magnétiques intenses dans les naines blanches sont formés lors de l'interaction d'un système binaire, et non par simple conservation du flux magnétique lors de l'évolution standard de l'étoile.

## 1.3 Observations

Depuis la découverte d'un champ magnétique de  $\sim 1500$  G à la surface de l'étoile 78 Vir (Babcock, 1947), les astronomes ont tenté de trouver d'autres étoiles hors de la séquence principale montrant des signes de magnétisme. Les premières tentatives chez les naines blanches ont été effectuées en 1970 par Preston afin de détecter la séparation Zeeman quadratique dans des spectres d'étoiles de type spectral DA, sans grand succès. Une méthode plutôt différente a été énoncée par Kemp et al. (1970), proposant que des électrons voyageant à travers un champ magnétique passant dans le voisinage d'un ion produisent de l'émission libre-libre (ou magnéto-bremsstrahlung). Cette émission serait à la fois polarisée linéairement et circulairement, et dans le domaine visible du spectre. Les premières recherches spectropolarimétriques n'ont cependant pas porté fruit (Angel & Landstreet, 1970). C'est en regardant les étoiles avec des caractéristiques spectrales non identifiées ou encore celles avec un spectre continu (type spectral DC) que les premières naines blanches magnétiques ont été découvertes.

### 1.3.1 Premières découvertes de naines blanches magnétiques

La toute première naine blanche magnétique découverte a été Grw+70°8247 (Kuiper, 1934), dont le spectre montre des caractéristiques nommées les bandes de Minkowski (Adams & Seahes, 1938). Il a fallu attendre jusqu'en 1970 pour que Kemp et al. observent de la polarisation circulaire correspondant à un champ magnétique de l'ordre de quelques centaines de MG. Le spectre de cette étoile montrait des caractéristiques encore non iden-

tifiées, dont les bien connues bandes de Minkowski. La spectropolarimétrie permit ainsi d'identifier le caractère magnétique chez deux autres naines blanches; G195 – 19 (Angel & Landstreet, 1971) et G99 – 37 (Landstreet & Angel, 1971). Des calculs allant au-delà du régime Zeeman linéaire de l'hydrogène (Kemic, 1974) ont permis l'identification des raies de Balmer sous un champ de 5 MG chez GD 90 (Angel et al., 1974). Quelques années plus tard (Angel et al., 1985), utilisèrent des calculs encore plus poussés grâce au développement de superordinateurs pour finalement identifier la bande de Minkowski autour de 4135 Å comme une composante de H $\beta$  déplacée de près de 700 Å de sa position naturelle. Une quatrième étoile fut identifiée comme magnétique en 1974 par Swedlund et al., GD 229, qui montrait elle aussi une forte polarisation circulaire et des raies spectrales non identifiées. Quelque vingt ans plus tard, Jordan et al. (1998) calculèrent les transitions de l'hélium neutre dans un fort champ magnétique et ont été en mesure d'identifier ces raies comme l'hélium dans un champ entre 300 et 700 MG.

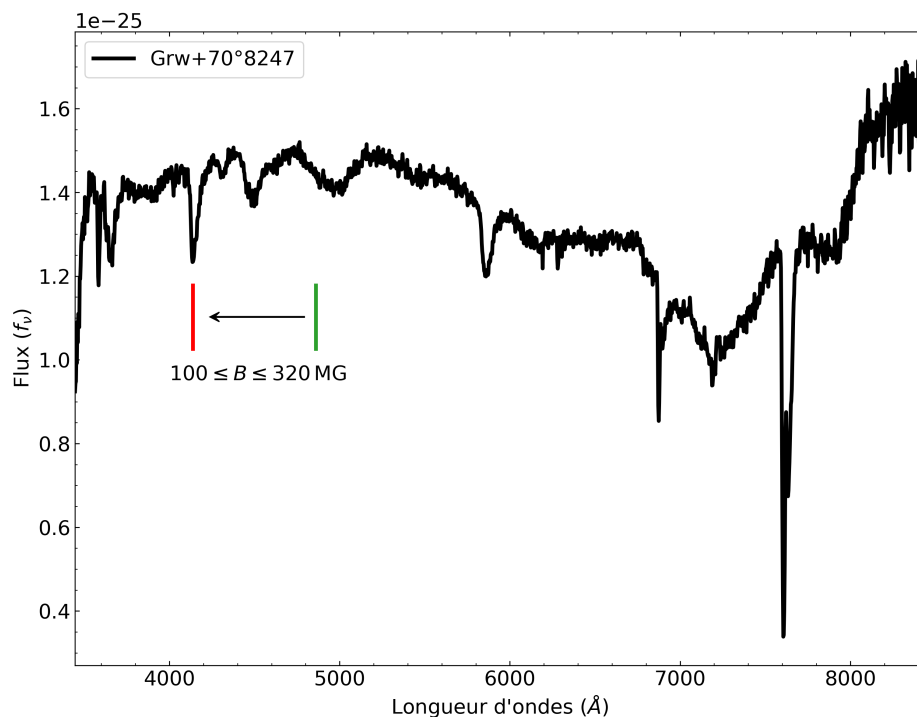


FIGURE 1.7 : Grw+70°8247, première naine blanche identifiée comme magnétique. En vert, la position de la raie H $\beta$  en champ nul, et sa position observée (4135 Å, en rouge) sous un champ entre 100 et 320 MG.

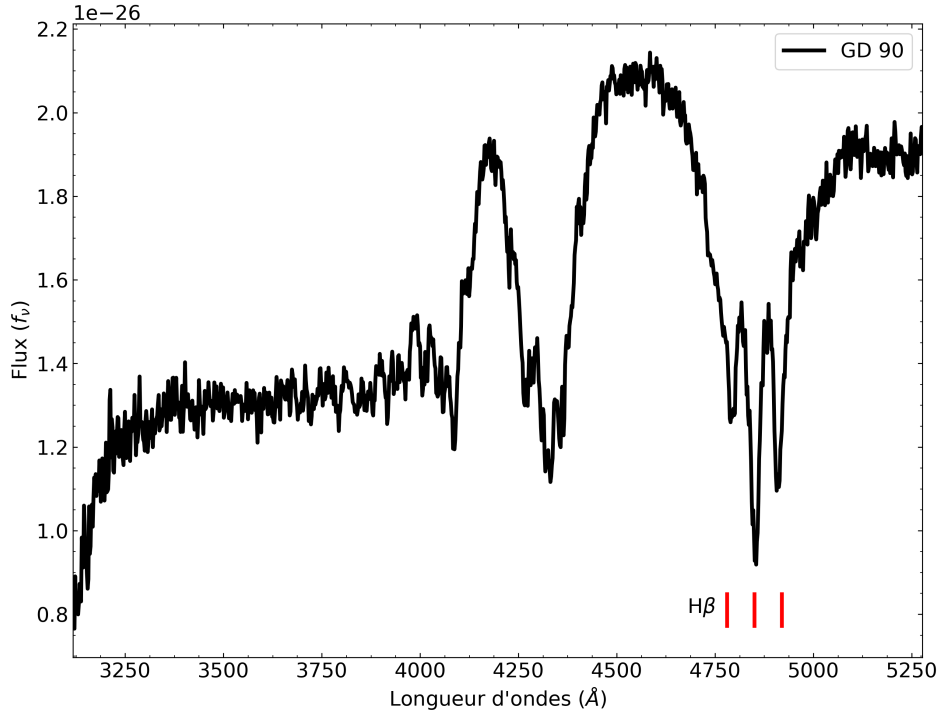


FIGURE 1.8 : GD 90, exemple typique de séparation Zeeman de raies spectrales, ici pour la raie H $\beta$  sous un champ magnétique de 10 MG (J0819+3731 au Chapitre 2).

Le nombre de naines blanches identifiées comme magnétiques a augmenté rapidement depuis la première découverte en 1970. En seulement quelques décennies, le nombre d'étoiles connues de ce type a dépassé les 600 (Tables en Annexe de Ferrario et al., 2015a) Ceci est en grande partie grâce aux nombreux relevés effectués dans les récentes années et les avancées technologiques permettant la prise de spectres à grande résolution.

### 1.3.2 Relevés

Il n'existe pas de relevés lancés avec comme seul objectif de trouver des naines blanches magnétiques. Cependant, comme les naines blanches en général sont caractérisées par des couleurs et magnitudes généralement similaires à celles de galaxies ou d'autres objets exotiques, il est possible de les retrouver parmi les données de relevés qui n'étaient pas initialement conçus pour la recherche de ces étoiles dégénérées. De ces objets exotiques, les quasars (ou QSO, *quasi-stellar objects*) ont été la cible du *Hamburg/ESO Quasar Survey*

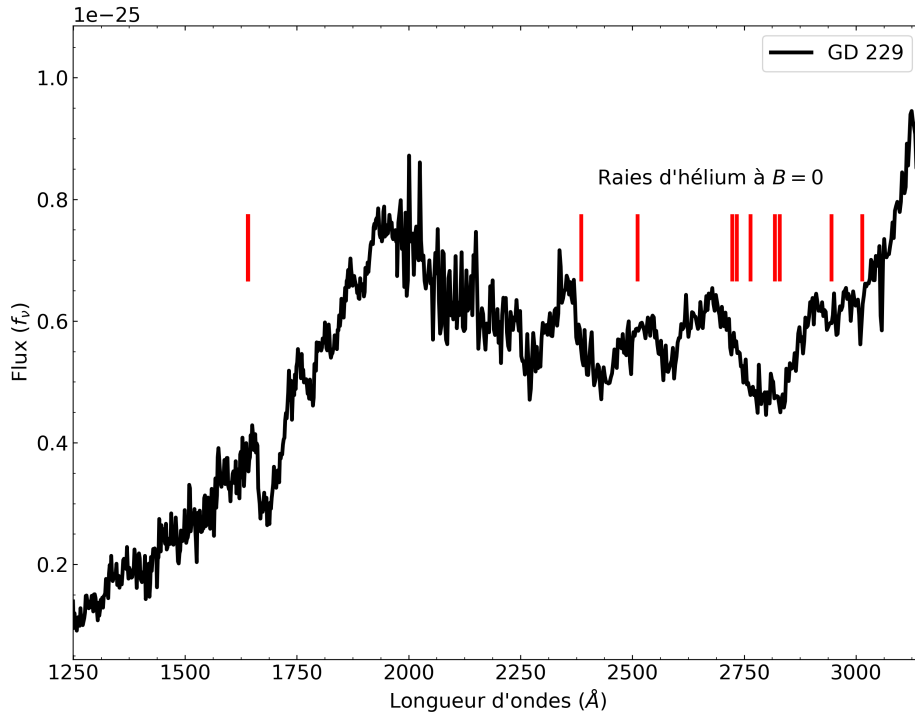


FIGURE 1.9 : GD 229, la première étoile naine blanche de type spectral DB identifiée comme magnétique, avec un champ magnétique entre 300 et 700 MG. En rouge, les raies d'hélium en champ nul ; il est facile de constater que les raies d'absorption observées dans le spectre ne correspondent pas avec ces valeurs.

(Wisotzki et al., 1991). Ce recensement a permis à beaucoup d'études (Reimers et al., 1994; Schmidt et al., 2001, par exemple) de découvrir des naines blanches magnétiques avec des champs d'une intensité de l'ordre de quelques dizaines de MG. Un autre relevé, cette fois-ci orienté vers les objets bleus et peu lumineux, a permis l'observation de beaucoup d'étoiles de type *early-type* (des étoiles chaudes sur la séquence principale ; O, A, B, etc.) ainsi qu'une nouvelle classe d'étoile pulsante (le *Edinburgh-Cape survey*, Kilkeny et al., 1997). Celui-ci fut cependant moins prolifique que le *Hamburg/ESO survey* quant au nombre de naines blanches magnétiques découvertes.

Le relevé ayant découvert le plus grand nombre de naines blanches jusqu'à maintenant, et par extension des naines blanches magnétiques, est le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York et al., 2000). Peu après, sept nouvelles naines blanches magnétiques ont été identifiées dans une publication préliminaire du SDSS par Gänsicke et al. (2002). Toutes ces étoiles

sont de type spectral DA, avec un champ magnétique modélisé comme un dipôle centré avec une intensité de  $1.5 \leq B_d \leq 63 \text{ MG}$  et une température effective  $8500 \leq T_{\text{eff}} \leq 39000 \text{ K}$ . Une estimation modeste de la part des auteurs mentionnait que le nombre de naines blanches magnétiques connues allait augmenter d'un facteur 3 avec la publication complète du SDSS (environ 65 étaient connues à ce moment ; Jordan et al., 2001; Wickramasinghe & Ferrario, 2000). Lors de la première publication du SDSS (*Data Release 1*, DR1), Schmidt et al. (2003) ont identifié le caractère magnétique chez 53 nouvelles naines blanches. De ces étoiles, la vaste majorité sont des DA et seulement quelques-unes ont une atmosphère d'hélium ou une composition chimique particulière (DZ ou DQ). Vanlandingham et al. (2005) ont ensuite publié la découverte de 52 nouvelles étoiles dans les DR2 et DR3, incluant une étoile avec un champ de près de 1000 MG, possiblement la naine blanche la plus magnétique à ce jour. Quelques années plus tard, Külebi et al. (2009) ont identifié 44 nouvelles étoiles magnétiques dans les DR4 jusqu'au DR7, en plus d'une analyse des naines blanches magnétiques identifiées dans le SDSS précédemment. Leurs conclusions indiquent que l'hypothèse du champ fossile des étoiles Ap/Bp n'est pas suffisante pour expliquer le nombre et l'intensité des champs magnétiques détectés à la surface des naines blanches, favorisant l'hypothèse de l'évolution binaire (Section 1.2). Une étude plus approfondie du DR7 par Kepler et al. (2013) a identifié 521 étoiles magnétiques de type DA, par séparation Zeeman des raies d'absorption. Depuis son lancement au début du millénaire, plus de 30 000 étoiles naines blanches ont été découvertes par le SDSS (en date du DR12). De toutes ces étoiles, entre 2 et 20 % seraient magnétiques, selon différentes études limitées par le volume ou par la luminosité.

La mission *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021) a récemment publié les résultats de leur *Data Release 3* (DR3), contenant entre autres la parallaxe de plus d'un milliard d'étoiles. De celles-ci, Gentile Fusillo et al. (2018b) ont identifié près de 440 000 candidates naines blanches, dont plus de 250 000 avec certitude. En utilisant les données de *Gaia* afin d'obtenir une valeur de masse pour les naines blanches magnétiques, nous pouvons voir que les masses tendent à être plus élevées que celles des naines blanches non magnétiques ;  $0.6 M_{\odot}$  pour les non magnétiques (Fontaine et al., 2001),  $\sim 0.8 M_{\odot}$  pour les magnétiques (Figure 1.10). Ceci semble être en accord avec l'hypothèse de l'évolution

binaire pour l'origine du magnétisme chez les naines blanches puisque la masse plus élevée pourrait être une conséquence de la fusion d'étoiles.

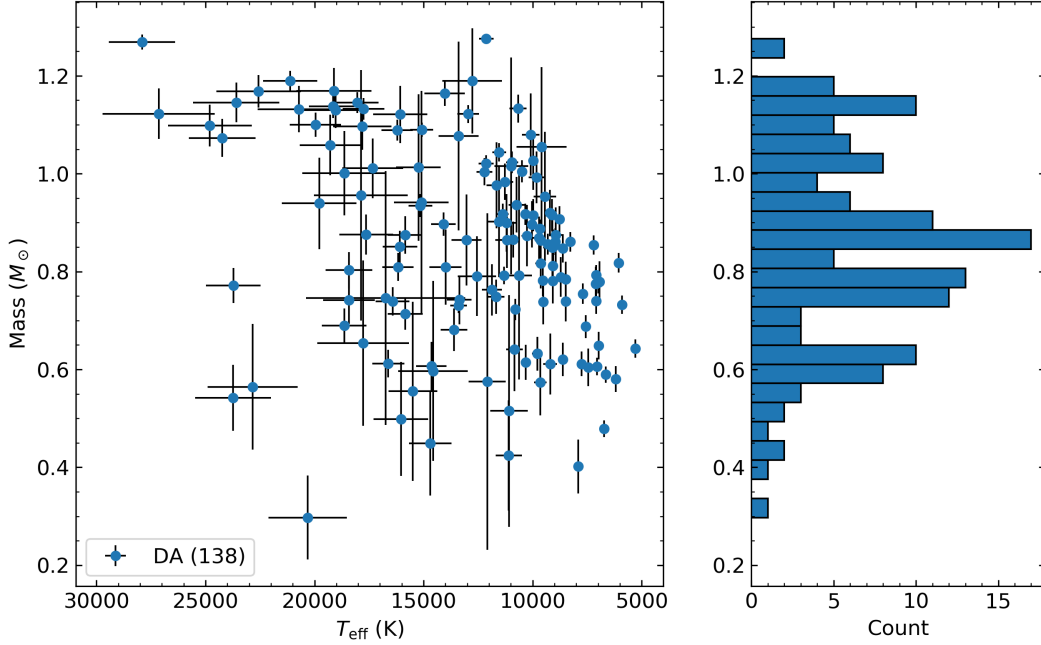


FIGURE 1.10 : Distribution des masses de naines blanches de type spectral DA ayant un champ magnétique  $B \geq 0.5$  MG, ayant une mesure de parallaxe par *Gaia*. Les données de température effective, masse et champ magnétique proviennent de la *Montreal White Dwarf Database* (Dufour et al., 2017) en 2018.

## 1.4 Modélisation

Avec les outils développés à la Section 1.1, nous sommes maintenant en mesure de créer des modèles permettant de reproduire les observations décrites à la Section 1.3. La modélisation est une étape cruciale afin de comprendre l'évolution des étoiles, et déterminer leurs paramètres atmosphériques tels que la température effective et composition chimique. Dans le cas des étoiles naines blanches magnétiques, la configuration du champ magnétique est aussi d'intérêt. Ici nous discuterons de différents phénomènes à considérer lors de la modélisation, soient l'effet de la géométrie du champ magnétique à la Section 1.4.1, le transfert radiatif avec polarisation à la Section 1.4.2, ainsi que le calcul de séparation des raies à la Section 1.4.3.

### 1.4.1 Géométrie du champ magnétique

L'approche la plus simple utilisée afin de modéliser un champ magnétique à la surface d'une étoile est de considérer un champ magnétique d'intensité constante à travers la surface de celle-ci. Bien que physiquement non représentative, cette méthode permet d'obtenir des résultats intéressants au premier ordre, tels que ceux présentés par Dufour et al. (2006) dans le cas de l'étoile G165-7 ( $B \simeq 0.65$  MG) ou Williams et al. (2013) pour l'étoile de type DQ SDSS J103655.39+652252.2 ( $B \simeq 3.0$  MG). La deuxième approche la plus simple est de modéliser le champ magnétique comme un dipôle. Une telle structure est décrite telle que :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{B_p}{2} \left( \frac{2 \cos \theta}{r^3} \hat{\mathbf{r}} + \frac{\sin \theta}{r^3} \hat{\boldsymbol{\theta}} \right) \quad (1.4)$$

avec l'intensité

$$B(\mathbf{r}) = \frac{B_p}{2r^3} \sqrt{3 \cos^2 \theta + 1}. \quad (1.5)$$

En modélisant le champ magnétique comme un dipôle, il est possible que l'on observe l'étoile sous un certain angle, la regardant donc soit par le pôle ou par l'équateur. Si nous utilisons le système de coordonnées de la Figure 1.11, cet angle  $i$  est défini entre l'axe de symétrie cylindrique  $z$  du champ et la ligne de visée vers l'observateur. L'axe  $x$  est perpendiculaire à l'axe  $z$  et est dans le plan sous-tendu par l'axe  $z$  et la ligne de visée, avec l'axe  $y$  perpendiculaire à ce plan. En plus de l'angle d'inclinaison, ce système permet d'introduire des décalages par rapport au centre selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ , identifiés par  $a_x$ ,  $a_y$  et  $a_z$  en unité du rayon de l'étoile  $R_*$ . Dans ce système de coordonnées, l'intensité du champ magnétique au pôle (sans décalage) est  $B_d$ . Ceci permet donc de décrire la géométrie du champ magnétique par 5 paramètres.

L'avantage de cette géométrie est qu'il est possible de produire des structures du champ magnétique relativement complexes, où l'intensité du champ peut varier beaucoup à travers la surface, par exemple d'un facteur 2 entre le pôle et l'équateur pour un dipôle centré, et d'autres où le champ est globalement uniforme, avec un décalage  $-1 < a_z < 0$ .

Il existe cependant des cas où un dipôle possiblement décentré ne permet pas de reproduire avec fidélité les raies spectrales observées. Dans une telle situation, Euchner et al. (2002) ont utilisé une superposition de dipôles et quadrupôles (Figure 1.13) avec différentes orientations et décalages entre eux afin de modéliser des champs magnétiques complexes.



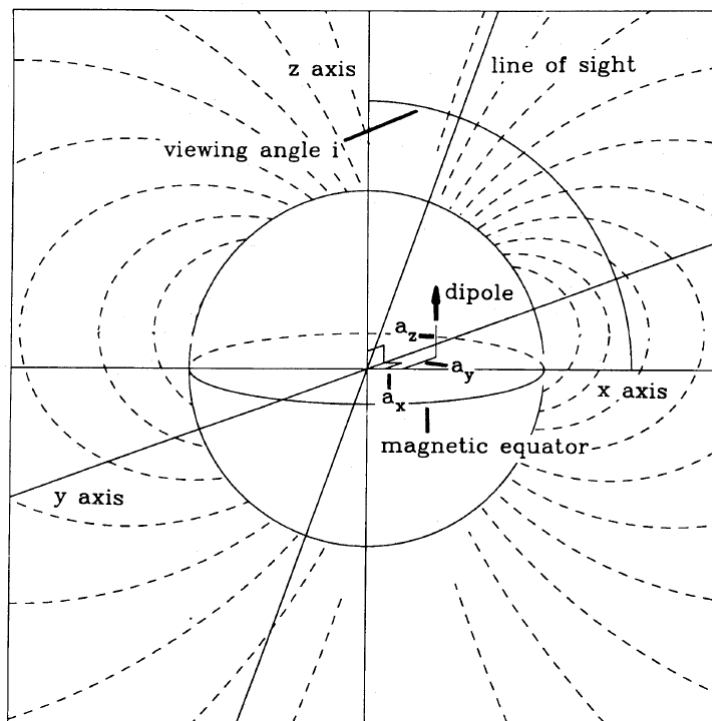


FIGURE 1.11 : Système de coordonnées utilisé par Achilleos & Wickramasinghe (1989), et dans la suite de ce travail, afin de décrire un champ magnétique dipolaire chez une naine blanche.

Ceci est une méthode très similaire à la classique expansion en série de Taylor, où une fonction scalaire est décomposée en polynômes, mais ici un champ vectoriel est décomposé en moments multipolaires. C'est en utilisant ce modèle de géométrie qu'Euchner et al. (2005) ont montré que le champ magnétique de l'étoile HE 1045–0908 (une DA avec une intensité moyenne du champ d'environ 16 MG) était dominé par le terme quadrupolaire. Les auteurs ont ici utilisé une combinaison de dipôles, quadrupôles et octupôles, soit un terme de plus dans le développement multipolaire. La complexité de la morphologie pouvant ainsi être obtenue est illustrée à la Figure 1.14.

La différence entre modéliser un champ constant et inclure une géométrie se voit rapidement dans les spectres. En effet, pour un champ constant, la séparation Zeeman des raies spectrales (Section 1.1.4 et Section 1.4.3) est uniforme à travers le disque visible de l'étoile. Ceci produit des raies profondes et généralement bien définies (courbe orange de la Figure 1.12), contrairement à la géométrie dipolaire. Lorsque l'intensité du champ varie à la surface, les raies spectrales ne sont pas déplacées aux mêmes longueurs d'onde et les

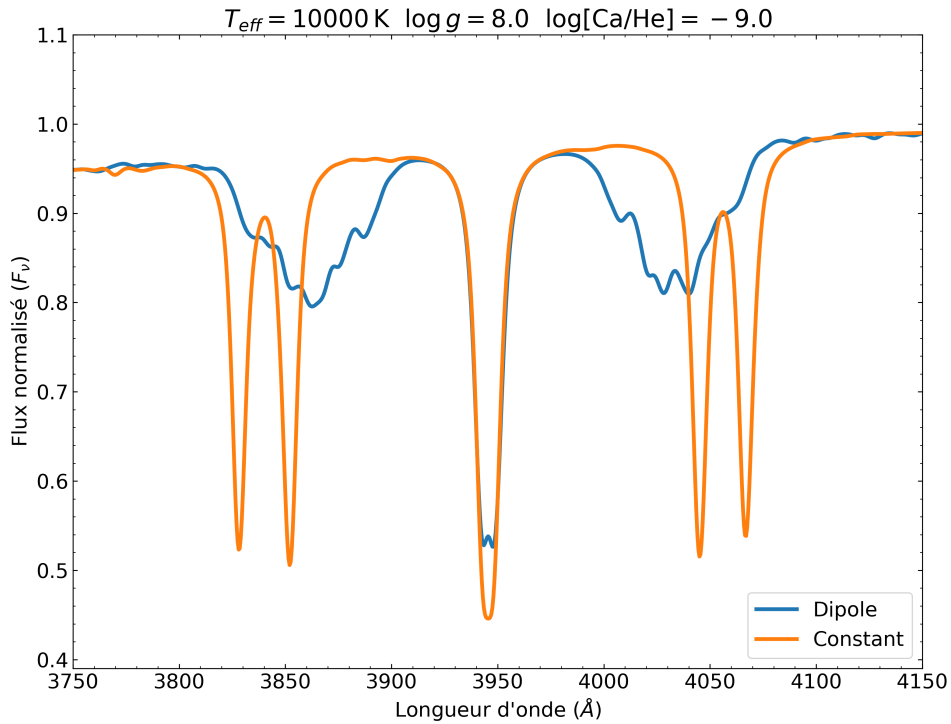


FIGURE 1.12 : Doublet H & K du calcium, sous une géométrie magnétique dipolaire non incliné (vu par l'équateur) et sans décalage comparé à un champ constant. Le champ constant est de 15 MG partout, et le champ dipolaire a une intensité au pôle de 15 MG, et donc la moitié de cette valeur à l'équateur.

profils de raies deviennent très larges et peu profonds (courbe bleue). À la Figure 1.12, la courbe bleue montre bien comment les composantes  $\sigma$  sont étendues, donnant l'impression de grandes bandes d'absorption de chaque côté de la composante  $\pi$  centrale. C'est à l'aide de tels profils de raies qu'il est possible de déterminer, ou du moins contraindre, la géométrie du champ magnétique à la surface d'une étoile.

Lorsque nous modélisons une étoile avec une géométrie de champ magnétique, nous devons calculer la position des raies pour toute la surface du disque visible. Comme le champ magnétique varie de manière continue, il est impossible de calculer les nouvelles transitions pour toutes les valeurs du champ magnétique. Nous devons alors discrétiser la surface visible tel qu'à la Figure 1.15, calculer un nombre d'intensité spécifiques avec les différentes valeurs du champ magnétique, pour finalement intégrer les spectres pour obtenir le spectre avec la géométrie recherchée. En principe, plus le nombre d'éléments

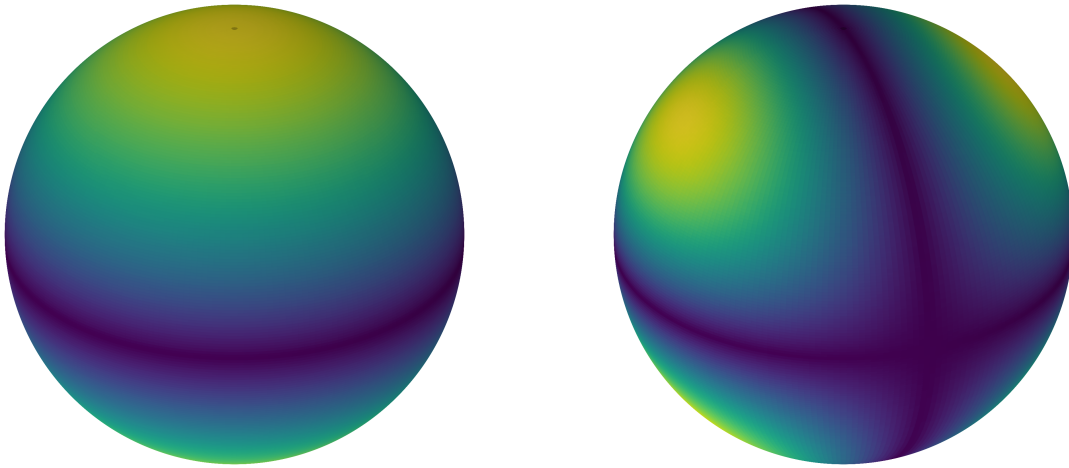


FIGURE 1.13 : Visualisation de l'intensité du champ magnétique pour un dipôle centré (gauche) et un quadrupôle centré (droite). Les maxima d'intensité sont en jaune, et les minima en violet. Ces géométries correspondent respectivement aux harmoniques sphériques  $Y_1^0$  et  $Y_2^1$ .

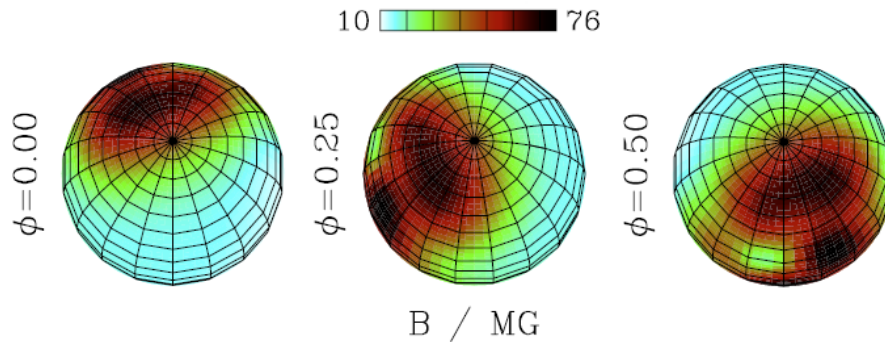


FIGURE 1.14 : Exemple de morphologie complexe pouvant être modélisée avec un développement multipolaire (éditée de la Figure 5 de Euchner et al., 2005).  $\phi$  est la phase de rotation de l'étoile.

discrets est grand, meilleur sera le résultat, mais en pratique, la perte de précision entre les spectres calculés avec quelques centaines d'éléments et seulement quelques dizaines est négligeable face au gain en temps de calculs.

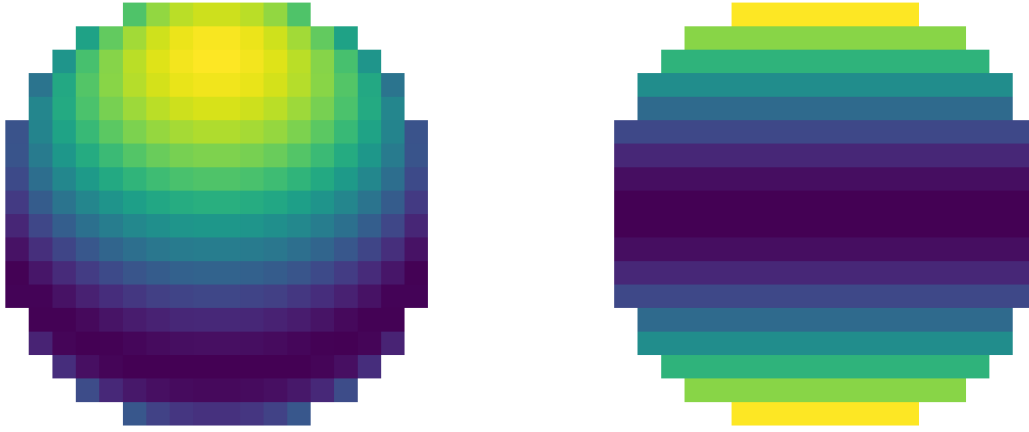


FIGURE 1.15 : Discrétisation en 276 éléments de l'intensité d'un champ magnétique dipolaire centré, vu sous deux inclinaisons (45° à gauche, 90° à droite). En jaune ; les pôles magnétiques où l'intensité du champ est la plus grande, en violet ; la région équatoriale où l'intensité est la moitié de celle aux pôles.

### 1.4.2 Transfert radiatif

Le transfert radiatif dans l'atmosphère des étoiles est un domaine étudié depuis plusieurs décennies. La dérivation des différentes équations décrivant ceci peut être obtenue au chapitre 9 de Carroll & Ostlie (2007), où nous avons l'équation de transfert radiatif standard (en l'absence de champ magnétique) :

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I - S \quad (1.6)$$

où  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  est l'angle entre la normale à la surface de l'étoile et la ligne de visée,  $I$  est la fonction d'intensité dépendant de la profondeur optique  $\tau$  et la fréquence  $\nu$ , et  $S$  est la fonction source décrivant comment les photons sont absorbés et réémis par le gaz environnant. Dans l'approximation de l'équilibre thermodynamique, la fonction source est décrite par la fonction de Planck  $B_\nu$ . En présence d'un champ magnétique, les différents états de polarisation sont affectés et l'équation de transfert radiatif devient un ensemble

de quatre équations couplées :

$$\begin{aligned}
\mu \frac{dI}{d\tau} &= \eta_I (I - B) + \eta_Q Q + \eta_V V \\
\mu \frac{dQ}{d\tau} &= \eta_Q (I - B) + \eta_I Q - \rho_R U \\
\mu \frac{dU}{d\tau} &= \rho_R Q + \eta_I U - \rho_W V \\
\mu \frac{dV}{d\tau} &= \eta_V (I - B) + \rho_W U + \eta_V V
\end{aligned} \tag{1.7}$$

ou, sous forme vectorielle :

$$\mu \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = (\eta + \rho) \mathbf{I} - \mathbf{S} \tag{1.8}$$

(modifiée de l'équation 17 de Wickramasinghe & Ferrario, 2000). Nous voyons ici le parallèle avec l'Équation 1.6 où seul le terme entre parenthèses est différent. Les termes de l'Équation 1.7 sont :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \tag{1.9} \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \eta_I \\ \eta_Q \\ 0 \\ \eta_V \end{pmatrix} B \tag{1.10}$$

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & 0 & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix} \tag{1.11} \quad \rho = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\rho_R & 0 \\ 0 & \rho_R & 0 & -\rho_W \\ 0 & 0 & \rho_W & 0 \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

Les termes dans la matrice  $\eta$  (Équation 1.11) sont définis comme

$$\begin{aligned}\eta_I &= \frac{1}{2}\eta_p \sin^2\psi + \frac{1}{4}(\eta_l + \eta_r)(1 + \cos^2\psi) \\ \eta_Q &= \frac{1}{2}\eta_p - \frac{1}{4}(\eta_l + \eta_r)\sin^2\psi \\ \eta_V &= \frac{1}{2}(\eta_r - \eta_l)\cos\psi\end{aligned}\tag{1.13}$$

où  $\eta_l, \eta_p, \eta_r = \frac{\kappa_l, \kappa_p, \kappa_r}{\kappa_{\text{Ross}}}$ , les coefficients d'opacité normalisé à l'opacité de Rosseland pour  $\Delta m = -1, 0, +1$ , respectivement et  $\psi$  est l'angle formé par la direction de propagation de la lumière et les lignes de champ magnétique. Les composantes où  $\Delta m = 0$  proviennent des composantes  $\pi$  des transitions électroniques, et celles avec  $\Delta m = +(-)1$  proviennent des composantes  $\sigma_r$  ( $\sigma_b$ ) polarisées circulairement droite (gauche). Ces termes représentent l'absorption des différentes polarisations lorsque la radiation voyage à travers l'atmosphère et réémet sous forme de lumière non polarisée. Les termes dans la matrice antisymétrique  $\rho$  (Équation 1.12) proviennent de l'effet Faraday ( $\rho_R$ ) et de l'effet Voigt ( $\rho_W$ ) tel que vu à la Section 1.1.3. Les termes en  $\rho_R$  transfèrent de la polarisation entre les paramètres de Stokes  $Q$  et  $U$  (polarisations linéaire, voir la Figure 1.3) et les termes en  $\rho_W$  agissent entre les paramètres de Stokes  $U$  et  $V$ , transformants de la polarisation linéaire en polarisation elliptique/circulaire. Jordan et al. (1991) discutent de l'importance des effets magnéto-optiques (Faraday et Voigt) dans les modèles d'atmosphères.

Il ne reste donc qu'à calculer les différentes sources d'opacité afin d'obtenir un spectre à comparer avec les observations. Dans le cas du continu, des calculs approfondis sont nécessaires afin de pouvoir quantifier l'opacité ainsi que l'élargissement collisionnel (*pressure broadening*), en particulier l'élargissement Stark<sup>2</sup>. La difficulté ici est que l'Hamiltonien (Équation 1.1) ne possède aucune symétrie particulière (sphérique ou cylindrique) afin de faciliter les calculs, dans le régime Paschen-Back où aucun des termes n'est négligeable. Pour l'absorption due aux transitions électroniques, soient les raies spectrales, la situation est plus aisée.

---

<sup>2</sup>Élargissement par effet Stark, analogue à l'effet Zeeman mais par un champ électrique.

### 1.4.3 Séparation des raies

Avec l’exception de l’hydrogène, quelques transitions de l’hélium, et une petite sélection de raies métalliques, la position des raies d’absorption sous champ magnétique de valeur arbitraire d’intensité n’est disponible pour aucune transition. Dans le cas d’un champ magnétique relativement faible, l’approximation de l’effet Zeeman linéaire peut être appropriée ; c’est-à-dire que chaque raie spectrale se divise en 3 composantes  $\sigma_b$ ,  $\sigma_r$  et  $\pi$  avec la séparation de l’Équation 1.3. C’est ce qu’ont fait Hollands et al. (2015) lors de l’analyse de plusieurs naines blanches magnétiques de type DZ froides. Les auteurs ont de plus fait l’approximation que chacune des composantes avait la même profondeur, soit  $\frac{1}{3}$  de l’intensité de la raie en champ nul. Ceci est l’approche également utilisée par Dufour et al. (2006) dans l’analyse de l’étoile G165–7.

Le code d’atmosphère utilisé jusqu’à maintenant (décrit dans le mémoire Hardy, 2017) tente de calculer la position de chaque raie dans le régime Paschen-Back, et ce pour chacun des éléments du carbone ( $Z = 6$ ) jusqu’au cuivre ( $Z = 29$ ), pour les états d’ionisations I à IV. Ceci est une amélioration de l’approximation du régime Zeeman linéaire, mais nécessite de l’information sur les nombres quantiques tels que le spin et moment angulaire des niveaux inférieur et supérieur de la transition. Cette méthode nous permet d’obtenir les nouvelles positions et intensités relatives des raies d’absorption, avec une bonne précision (voir la Figure 1.16 pour un exemple avec le doublet H et K du calcium). Dans le cas où les données ne peuvent fournir les nombres quantiques nécessaires pour les calculs Paschen-Back, nous devons retomber sur l’approximation Zeeman linéaire.

De l’autre côté du régime Paschen-Back, lorsque l’intensité du champ magnétique devient très grande ( $\sim 10^9$  G), les méthodes présentées à la Équation 1.3 et ici ne s’appliquent plus. Des travaux en chimie atomique ont permis le calcul de niveaux d’énergie d’atomes tels que l’hélium et le sodium (Figure 1.17) dans des champs magnétiques extrêmement intenses (Stopkowitz et al., 2015), ce qui nous permet de tester les limites de la théorie du régime Paschen-Back. La théorie utilisée dans ces travaux est la théorie des clusters couplés (*coupled-cluster singles-doubles-perturbative-triples*, ou CCSD(T)), se basant sur les principes premiers de la mécanique quantique. La méthode utilisée est de résoudre l’équation de Schrödinger  $\hat{H}\psi = E\psi$  avec la fonction d’onde  $\psi$  approximée comme une

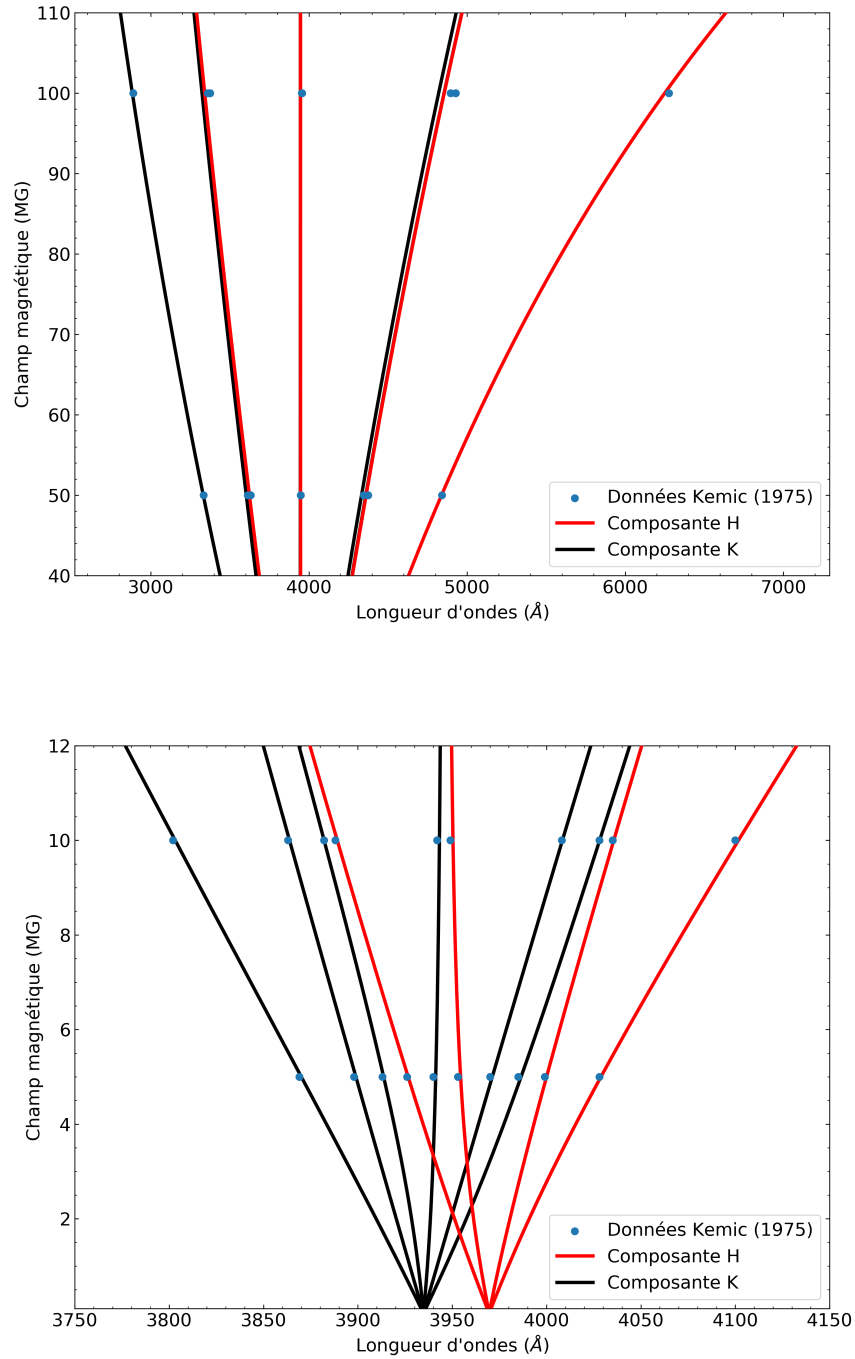


FIGURE 1.16 : Données de Kemic (1975) pour la position des composantes des raies H et K du Ca II selon l'intensité du champ magnétique. Superposées aux points sont nos calculs dans le régime Paschen-Back, où nous voyons que les valeurs restent fidèles jusqu'à 100 MG.



somme de fonction de base prédéterminées,  $\psi = e^{\hat{T}}\Phi_0$ , où l'opérateur  $\hat{T}$  est défini comme :

$$\hat{T} = \hat{T}_1 + \hat{T}_2 + \dots + \hat{T}_N = \sum_{n=1}^N \left(\frac{1}{n!}\right)^2 \sum_{ij\dots ab} t_{ij\dots}^{ab\dots} \hat{a}_a^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_b^\dagger \hat{a}_j \dots$$

Essentiellement,  $\psi$  est une combinaison linéaire de  $N$  fonctions d'ondes, chacune définie comme le produit des opérateurs de création et annihilation ( $\hat{a}^\dagger$  et  $\hat{a}$  respectivement) et une amplitude  $t_{ij\dots}^{ab\dots}$  a priori inconnue. La méthode CCSD(T) utilise  $\hat{T} = \hat{T}_1 + \hat{T}_2$  et traite  $\hat{T}_3$  comme une perturbation. Bien que précis, de tels calculs nécessitent un temps de calcul énorme, et doivent donc être précalculés d'avance. Une possible implémentation de ces calculs dans le code d'atmosphère nous permettrait de modéliser avec plus de certitude les naines blanches à haut champ magnétique, et même reconnaître des transitions jusqu'à maintenant non identifiées provenant d'éléments lourds.

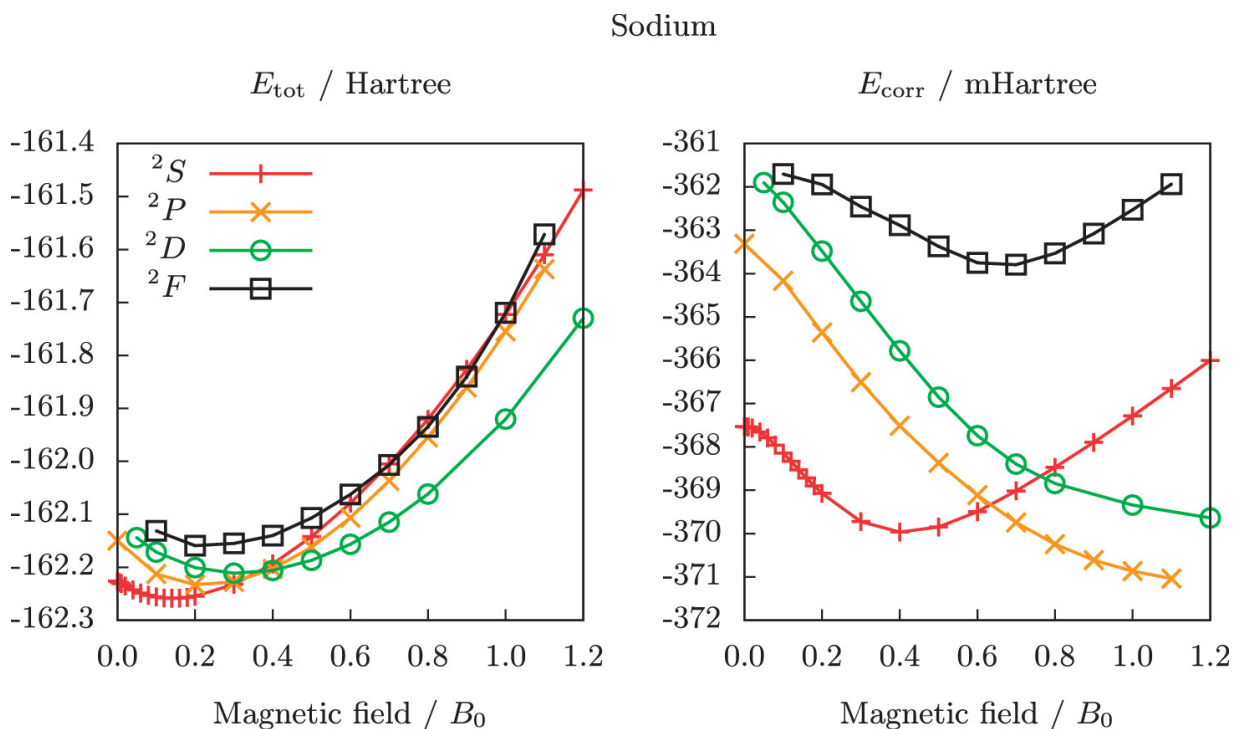


FIGURE 1.17 : Gauche : Énergie totale des niveaux électroniques  $S$ ,  $P$ ,  $D$ , et  $F$  de l'atome de sodium en fonction du champ magnétique. Droite : Énergie de corrélation des électrons, quantifiant à quel point le mouvement d'un électron est influencé par la présence des autres électrons. 1 Hartree =  $4.360 \times 10^{-18}$  J = 27.2 eV,  $B_0 = 2.35 \times 10^9$  G. (Figure 7 de Stopkowicz et al., 2015)

Dans certains cas, il arrive que la position des raies d’absorption ne change pas beaucoup avec le champ magnétique. Soit la transition en question n’est simplement pas affectée par le champ magnétique, ou il existe un intervalle d’intensité où les énergies restent les mêmes. Nous pouvons voir un tel intervalle autour de  $0.2 B_0$  à la Figure 1.17, où les courbes d’énergies atteignent un minimum. Un autre exemple est ce qui a permis d’identifier les raies d’absorption dans le spectre de GD 229 par Jordan et al. (1998) comme des raies d’hélium. Ces composantes dites stationnaires seraient des caractéristiques spectrales à rechercher en premier lieu, lors de l’identification des étoiles naines blanches magnétiques, puisque leur position ne changerait pas radicalement avec l’intensité du champ. Par exemple, les calculs de la position des raies de He I de travaux subséquents permettront, selon Jordan et al. (2001), d’identifier à première vue la présence de l’hélium chez les naines blanches magnétiques.

#### 1.4.4 Convection

Le dernier point dont nous allons discuter au sujet de la modélisation des étoiles naines blanches magnétiques est le traitement de la convection en présence d’un champ magnétique. Les atmosphères des étoiles étant constituées de plasma, les particules s’y trouvant sont un ensemble d’atomes neutres, ionisés, ainsi que des électrons<sup>3</sup>. Il est connu que dans un champ magnétique, des particules chargées en déplacement subissent une force appelée la force de Lorentz<sup>4</sup>. Ceci a pour résultat d’entraîner les particules chargées le long des lignes de champ, et entraîne les particules neutres dans ce mouvement. Les travaux de magnétohydrodynamique 3D de Tremblay et al. (2015) ont permis de déterminer qu’un champ magnétique de l’ordre de 50 kG et plus permet de supprimer le mouvement convectif à la photosphère de ces étoiles. Ce résultat semble être confirmé par Gentile Fusillo et al. (2018a), ayant étudié le cas de l’étoile WD2105–820, montrant une intensité moyenne du champ magnétique de  $\simeq 43$  kG<sup>5</sup>. Or, des travaux précédents (Hardy, 2017) ont peint un tableau plus mitigé. Nous avons obtenu que, dans le cas de l’étoile G165–7 riche en

---

<sup>3</sup>Des molécules peuvent se former dans les plus froides, mais dans le but de cette explication nous les ignorons.

<sup>4</sup> $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , donc une particule de charge  $q$  subit une force dans le sens du champ électrique  $\mathbf{E}$ , et une force perpendiculaire au mouvement  $\mathbf{v}$  et le champ magnétique  $\mathbf{B}$ .

<sup>5</sup>Un champ de cette intensité est trop faible pour que de la séparation Zeeman soit détectable dans le spectre; des mesures de polarisation sont la meilleure option ici.

hélium, les différences entre les modèles convectifs et radiatifs (sans convection) étaient négligeables. Cependant, nos résultats pour l'étoile J2105+0900 (dont l'atmosphère est vraisemblablement dominée par l'hydrogène) ont indiqué que la convection dans la photosphère de cette étoile était nécessaire afin de reproduire des résultats cohérents. Cette étoile montrant un champ magnétique de près de 10 MG, bien au-dessus de la limite établie par Tremblay et al. (2015). Lecavalier-Hurtubise & Bergeron (2017) ont obtenu des résultats allant dans ce sens, aussi pour des étoiles riches en hydrogène, nous laissant croire que la présence ou non de convection dans les naines blanches magnétiques nécessite encore une étude approfondie.

## 1.5 En résumé

Les étoiles naines blanches magnétiques sont bien mystérieuses, oui, mais leurs secrets sont prêts à être dévoilés. L'étude de ces étoiles nous permettra à la fois de comprendre leurs origines et comment elles évoluent, et d'étendre nos connaissances sur la physique en présence de champs magnétiques extrêmes.

Quelques scénarios ont été décrits à la Section 1.2 à propos des étoiles précurseures aux naines blanches magnétiques. Le premier, décrivant l'origine des champs magnétiques par la théorie des champs fossiles a été longuement accepté. Celle-ci décrit qu'une étoile de la séquence principale conservant son flux magnétique à travers les phases d'évolution et de perte de masse peut donner lieu à des champs magnétiques de l'ordre de quelques MG, lorsque le stade naine blanche est atteint. Or, le manque d'étoiles de la séquence principale avec des champs magnétiques sous les 300 G pose problème, ce que la théorie de l'évolution binaire tente de régler. Cette dernière propose qu'un système binaire rapproché entrant dans une phase d'enveloppe commune génère un champ magnétique par effet dynamo. Éventuellement, ces étoiles fusionnent et en résulte une naine blanche magnétique, dont l'intensité du champ dépend de la séparation des étoiles à la fin de la phase d'enveloppe commune (Section 1.2.4).

Malheureusement, à l'époque du développement de ces théories seulement une centaine d'étoiles naines blanches magnétiques étaient connues. Depuis, les relevés tels que le SDSS discutés à la Section 1.3 ont permis d'augmenter ce nombre jusqu'à plus de 600 en 2015, incluant les étoiles isolées et celles dans un système en interaction (variables cataclysmiques).

La grande variété de naines blanches magnétiques relève un autre problème, soit celui de la modélisation. Il n'existe jusqu'à présent aucun modèle permettant de modéliser les transitions des différents éléments présents dans les atmosphères pour une valeur arbitraire du champ magnétique. À l'exception de l'hydrogène et l'hélium, et quelques transitions des éléments plus lourds, aucun calcul n'est disponible et nous devons alors avoir recours à des méthodes telles que celles utilisées en régime Paschen-Back (Section 1.4.3). La présence ou non de convection dans les atmosphères de naines blanches magnétiques est aussi un sujet d'étude, mais sans modèles pouvant reproduire avec confiance la position des raies spectrales les résultats peuvent ne pas être représentatifs de la réalité.

Les modèles existants aujourd'hui sont assez rudimentaires, tant par les approximations utilisées que par le manque de connaissances, laissant donc place à l'amélioration. Nous devons donc inclure de nouveaux calculs de transitions électroniques, en commençant par les raies spectrales les plus fortes telles que les raies d'hydrogène, certaines du sodium, et le doublet H et K du Ca II, par exemple. Nous considérerons aussi des champs magnétiques plus complexes qu'un champ constant ou un dipôle centré, afin de mieux approximer les topologies complexes pouvant être présentes à la surface des étoiles. L'implémentation adéquate des paramètres magnéto-optiques tels que décrits à la Section 1.4.2 sur le transfert radiatif nous permettra finalement de modéliser non seulement les spectres, mais aussi la polarisation des naines blanches magnétiques.

Cette thèse représente l'ensemble du travail accompli pour la modélisation d'étoiles naines blanches magnétiques. Le Chapitre 2 porte sur les MWDs de type DA, soient celles avec une atmosphère riche en hydrogène. Nous commençons par décrire notre méthode de sélection d'échantillon ainsi que la source des données, pour ensuite établir la théorie derrière le modèle utilisé. Par la suite, la méthode d'analyse ainsi que les résultats obtenus avec celle-ci seront discutés. Le Chapitre 3 traite des MWDs de type DB, avec une atmosphère riche en hélium, de la même façon.

## 1.6 Contribution de l'étudiant

Ma contribution à cette thèse inclut le développement du code d'atmosphère stellaire magnétique, basé initialement sur le code de mon directeur, Patrick Dufour. J'ai implémenté le traitement des niveaux d'énergies et séparation Zeeman des raies (*Zeeman line*

*splitting*) pour les atomes d'hydrogène et d'hélium, ainsi que le traitement du transfert radiatif polarisé. J'ai basé mon code permettant la discrétisation du champ magnétique dipolaire à la surface d'une étoile sur les scripts fournis par Stefan Jordan, afin de pouvoir plus aisément les inclure dans mon pipeline d'analyse, et permettant ainsi une modularité pour le futur, où différentes géométries de champ magnétique pourront être envisagées. J'ai développé la méthode de détermination des paramètres atmosphérique (ajustements des modèles aux données photométriques et spectroscopiques) et écrit les codes en Python, en utilisant les divers modules tiers largement disponibles à la communauté scientifique (*scipy* par exemple). J'ai aussi construit les échantillons utilisés aux Chapitres 2 et 3, à partir des informations rendues publiques sur la *Montreal White Dwarf Database* (Dufour et al., 2017). L'ensemble des calculs (modèles d'atmosphère, détermination des paramètres atmosphériques) a été effectué par moi. J'ai également produit l'ensemble des figures qui suivent (sauf quelques exceptions, lorsqu'indiquées). Les chapitres de cette thèse ont également été rédigés par moi.

Je dois l'idée de ce projet de thèse à Patrick Dufour, techniquement la suite de mon projet de maîtrise. Les données de niveaux d'énergie pour les atomes d'hydrogène et d'hélium m'ont été fournies par Stefan Jordan, qui les a obtenues par G. Wunner dans les années 1980. Ces données n'ont jamais fait l'objet d'une publication. Les analyses d'étoiles utilisent des données spectroscopiques et photométriques rendues publiques par différents relevés (les principaux utilisés ici sont Gaia, SDSS, PanSTARRS), ou recueillies au cours des années par le groupe de l'Université de Montréal.

# Spectrophotometric analysis of magnetic white dwarf I : Hydrogen-rich compositions

*The only difference between screwing around and science is writing it down.*

— Adam Savage (1967–), *MythBusters*

Ce chapitre est une adaptation de «Spectrophotometric analysis of magnetic white dwarf I : Hydrogen-rich compositions», par François Hardy, Patrick Dufour et Stefan Jordan. Cet article est en préparation pour soumission dans *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.<sup>1</sup>

## 2.1 Abstract

We present an homogeneous analysis of all DA stars labeled as magnetic in the Montreal White Dwarf Database (MWDD). Our sample is restricted to almost all known magnetic white dwarfs showing clear sign of splitting ( $B \gtrsim 1 - 2$  MG) that have parallax measurements from the second Gaia data release, photometric data from diverse surveys and spectroscopic data from SDSS or archival data from the Montreal group. We determine the atmospheric parameters (effective temperature, surface gravity, magnetic field strength/geometry) of all objects using state-of-the-art model atmosphere/magnetic synthetic spectra, as well as reclassify many objects that were prematurely labeled as potentially magnetic. Finally, we discuss the atmospheric parameters/field properties dis-

---

<sup>1</sup>Hardy, F., Dufour, P., Jordan, S. 2022, in prep. (Hardy et al., 2022a)

tribution as well as the implication on our understanding of magnetic white dwarfs origin and evolution.

## 2.2 Introduction

The study of magnetism in stars is important to understand its role in the formation and evolution of stars in general (fragmentation of protostellar clouds, angular momentum loss, convection, winds, magnetic activity cycles, etc.). Since characterizing main-sequence magnetic properties can be rather complicated due to their low field strengths, studying their remnants, mostly white dwarf stars, can provide valuable information about the magnetic characteristics of their progenitors as a whole. Magnetic white dwarfs (MWDs) that are not in an interacting binary system represent around 13 % of all white dwarfs. Magnetism in these former stellar cores have been observed over a wide range of strength varying from  $10^3$  to  $10^9$  G. The exact origin of the magnetic field in most white dwarf stars is still the subject of debate (Ferrario et al., 2015a,b, 2020) : are the fields fossil or the results of some binary interaction, merging events or internally produced as core crystallization begins? Are there signatures in the observed properties of a MWD that allow us to infer its evolutionary channel?

In the fossil field scenario (Ferrario et al., 2015b; Tout et al., 2004), the high magnetic fields observed in white dwarf stars are simply the results of magnetic flux conservation as the star evolves (collapses) to a much smaller radius. Magnetic main-sequence Ap and Bp stars thus appear as natural candidates as progenitors of magnetic white dwarfs (MWDs). The correspondence between the expected vs. observed field intensities from this population is a strong argument in favor of this hypothesis. However, the required birth rate of those main-sequence stars is insufficient by a factor of 2 – 3, to account for the incidence of magnetism in WDs (Wickramasinghe & Ferrario, 2005). Alternatively, high magnetic field could be the results of some sort of binary interaction. The lack of binary systems involving a MWD and a fully detached (and non-degenerate) companion supports this idea, at least for a fraction of the population of MWDs (Tout et al., 2008). Interestingly, MWDs are found to have an average mass that is much higher than their non-magnetic counterparts (average mass of  $\sim 0.8 M_{\odot}$  vs  $0.6 M_{\odot}$ , Ferrario et al., 2015a), suggesting the merger evolution branch to be more likely. It must be noted, however, that Bagnulo

& Landstreet (2021) recently showed, based on the local sample (40 pc), that the higher than average mass for magnetic white dwarf could probably be a selection effect. Indeed, according to their findings, high field magnetic white dwarfs of normal mass only appear much later on the cooling sequence (possibly as the result of a dynamo mechanism that is triggered by the start of core crystallization) while the high mass ones are present at all temperatures. Consequently, the overluminous hot MWDs could be over-represented in magnitude limited surveys, skewing the mass distribution toward higher value.

Studying the incidence of magnetism among white dwarf stars, their distribution in terms of mass, effective temperature, field intensity and geometry should provide valuable hints to help us understand the evolutionary paths leading to MWDs.

The incidence of magnetism among white dwarf stars is still uncertain as volume-limited samples and magnitude-limited sample yield values ranging from 10 to 20% (Bagnulo & Landstreet, 2021; Giammichele et al., 2012; Kawka et al., 2007) to 2-5% (Kepler et al., 2015; Liebert et al., 2003). However, those numbers certainly suffer, at the lowest field, from the fact that spectropolarimetric measurements have been obtained only for a small fraction of stars (Bagnulo & Landstreet, 2022; Kawka et al., 2019, 2007; Landstreet et al., 2012, 2015; Vennes et al., 2018, and references therein). Moreover, the low signal-to-noise spectra for many objects barely allow the line splitting to be resolved (Kepler et al., 2015, 2019, and references therein). It is to be noted that the number of known MWDs has increased substantially in the last two decades or so. Indeed, fewer than 70 objects were known at the turn of the century (Wickramasinghe & Ferrario, 2000) but thanks mainly to the Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al., 2000) there are allegedly now more than 800 objects that have tentatively been identified as MWD (Ferrario et al., 2015a; Gänsicke et al., 2002; Kepler et al., 2013, 2015; Külebi et al., 2009; Schmidt et al., 2003; Vanlandingham et al., 2005). About 75% of these are isolated stars with estimated magnetic field strength between  $10^3$  G to  $10^3$  MG, the other 25% being in interacting binary systems (Ferrario et al., 2020).

However, our knowledge of the bulk properties of MWDs with magnetic fields in the MG regime relies mostly on pioneering work done in the 1980's and 1990's (for example Bergeron et al., 1992; Jordan, 1992; Jordan et al., 1991; Schmidt et al., 2003; Wickramasinghe & Ferrario, 2000; Wickramasinghe & Martin, 1979). The last comprehensive



homogeneous analysis of a large hydrogen-rich MWD sample (100+ objects), that of Külebi et al. (2009), is now more than a decade old. It must be noted that most studies, including that of Külebi et al. (2009), have been carried out assuming  $\log g = 8$  as no parallax measurements were available for most objects at the time of analysis. Another reason is that, as mentioned in Ferrario et al. (2020), a common method of determination of the surface gravity for the non-magnetic WDs is performed using the broadening of spectral lines due to the Stark effect. Since no calculations of line profiles taking both the Stark and magnetic broadening into account exists, determination of  $\log g$  using the spectrum only is not reliable.

Given the large number of MWDs that have been identified since that study, and the mass availability of precise trigonometric parallax measurements for basically every object in the solar neighborhood (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021), it is now more than necessary to revisit/determine the atmospheric parameters of all known MWD in a homogeneous fashion as such an analysis is bound to provide important clues as to the nature and evolution of magnetic white dwarfs in general.

As a first step, this paper will look at all the objects that have been classified as magnetic hydrogen-rich white dwarfs in the Montreal White Dwarf Database (Dufour et al., 2017). In Section 2.3 we present the observations and our sample selection and in Section 2.4 we describe our theoretical framework and the description of our analysis method for the photometric as well as the spectroscopic part of this work. Section 2.5 present the details of our spectrophotometric analysis while Section 2.6 discusses those results and implications on our understanding of the evolution of MWDs.

## 2.3 Observations

### 2.3.1 Sample Selection

As a first step, we aim to analyze in a homogeneous fashion all known magnetic hydrogen-rich white dwarfs that have been identified in the literature over the years (Ferrario et al., 2015a, 2020, and references therein). We also include the many objects that have been flagged as DAH by visual inspection of thousands of SDSS spectra (mostly from Kepler et al., 2015, 2016). Most of these magnetic white dwarfs have never, to our

knowledge, been the subject of a detailed analysis. Furthermore, we restrict ourselves to objects showing clear signs of magnetic line splitting ( $B$  greater than about 2 MG), as the analysis of weakly magnetic white dwarfs requires either much higher resolution and signal-to-noise ratio spectroscopic observations than what is currently available (the bulk of our sample being from SDSS) or spectropolarimetric measurements (such as Bagnulo & Landstreet, 2021, 2022; Kawka et al., 2019; Vennes et al., 2018, and references therein). We thus first selected all the objects with the spectral type DA and **Magnetic** flag in the Montreal White Dwarf Database (hereafter MWDD, Dufour et al., 2017, 194 stars) or with spectral type DAH (510 objects). Stars that did not clearly show signs of magnetic splitting, or were known to have a magnetic field strength well below 1 MG based on published values in the literature, were removed from our sample (see below). We also removed a few objects that were modeled as a DA+DC unresolved binary (Rolland & Bergeron, 2015) as the analysis of such systems requires special treatment. While it is possible that a few genuine high field magnetic DA white dwarfs may have been missed, given that the MWDD includes all the MWD reported in the compilations of Ferrario et al. (2015a, 2020) as well as the new identifications from (Kepler et al., 2015, 2016), we are confident that our sample contains almost all known hydrogen-rich MWD with field higher than 2 MG that have been identified in the literature.

This leaves us with a sample of 661 objects. However, a few of these objects had no optical spectra available to us, leaving us with a final sample of 651 potentially magnetic white dwarfs to examine. Each of these objects is then analyzed in a homogeneous fashion using available spectra (see MWDD), astrometric measurements from Gaia DR2/EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021) and photometric measurements (either SDSS *ugriz* (York et al., 2000), Pan-STARRS *grizy* (Chambers et al., 2016) or *JHK* and *BVRI* (Bergeron et al., 2001, 1997), see Section 2.3.2).

Figure 2.1 show an observational Hertzsprung-Russell (H-R) diagram for the objects in our sample (colored dots) as well as WD within 100 pc (black dots). Evolutionary sequences for non-magnetic DA are also shown. The classification of the colored dots is the result of our analysis described in Section 2.5. The figure shows a clear separation between the MWD DAs and the rejected MWD candidates (probably normal DAs, see below), with

MWDs tending to have lower luminosity, smaller radius, and therefore a higher mass than their non-magnetic counterparts.

### 2.3.2 Photometric and Spectroscopic Data

In order to perform an analysis as homogeneous as possible, we decided to use SDSS *ugriz* point-spread function magnitudes in priority when available. When *ugriz* data were not available, we relied on Pan-STARRS *grizy* or previously published *JHK* and *BVRI* photometry, in that order of priority. In the end, out of 651 objects, only 29 (4.5%) had no *ugriz* data. Hence we used *grizy* data for 26 stars and *BVRI* photometry for the last 3.

The majority (598 out of 651, 92%) of the spectra used for this work are collected from SDSS. The spectra of the 53 objects without SDSS spectroscopy were taken from Limoges et al. (2015, 2013), Bergeron et al. (2001, 1997), Gianninas et al. (2011), Giammichele et al. (2012), Tremblay et al. (2020b) or archival data obtained by the Montreal group over the years.

### 2.3.3 Note on Naming Convention

Numerous names are often used to design a given white dwarf. In order to avoid confusion, we decided to follow a convention similar to that of Coutu et al. (2019) and use names based on ICRS coordinates at epoch and equinox 2000 (alternative names for any given star can easily be obtained through the search function on the Montreal White Dwarf Database). Stars are thus referenced with JHHMM±DDMM, where HHMM corresponds to the right ascension (R.A.) in hours and minute and DDMM to the declination (decl.) in degrees and minutes in sexagesimal notation. Table A.I provides the correspondence between the names of all objects in our sample with Gaia source ID, MWDD ID, and the coordinates in decimal format (degrees).

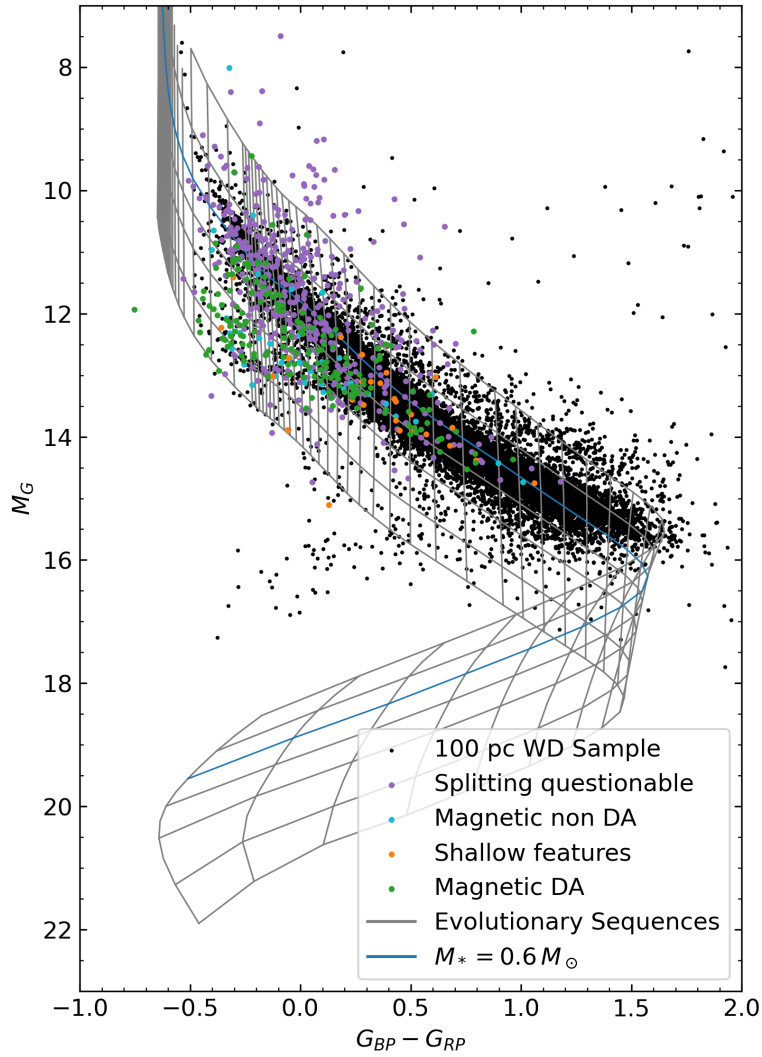


FIGURE 2.1 : Gaia H-R diagram for our sample of magnetic DAs. Black dots are the white dwarfs from the Gaia EDR3 within 100 pc. The various color dots represent our full sample of 651 stars, classified into categories explained in Section 2.5.

## 2.4 Theoretical Framework

### 2.4.1 Magnetic Synthetic Spectra Calculations

The presence of a strong magnetic field has a strong effect on both the atomic energy levels, line strengths as well as the radiative transfer as polarization has to be taken into account.

We rely on data provided to us by SJ (similar from Forster et al., 1984; Wunner et al., 1985, 1989) which provide transitional energies, wavelengths, and various quantum quantities needed to compute oscillator strengths for a wide range of magnetic field intensities from 0 to over 9000 MG. The data used in this work was never fully published, and is denser than the ones available in the literature. As can be observed in Figure 2.2, line positions vary substantially in a non-linear way for fields above about 10 MG. The spectral features for objects with such strong fields can thus become much more complex than the usual Zeeman triplet found at lower fields. We implemented an interpolating scheme developed by Steffen (1990) to obtain the component data for arbitrary field intensities, with a linear extrapolation when required. This extrapolation occurs at over 9000 MG for most components, although some weaker components only have calculations up to 1000 MG. As most stars in our sample have a dipolar magnetic field  $B_p$  of under 100 MG with only a very limited number of stars with  $B_p$  over 500 MG, this extrapolation is not expected to be frequent. We also obtained similar data for helium transitions and implemented them into our routines. This work assumes only pure hydrogen atmospheres (other compositions will be explored in Hardy et al., 2022b).

An appropriate polarized radiative transfer routine also had to be implemented for a correct description of magnetic white dwarf radiation field. Jordan & Schmidt (2003) describes four methods to numerically solve the radiative transfer equations, and we decided to use their MATEXP method (Section 2.4 of their work), as it yielded smoother polarization spectra, was more numerically stable for our use case, and was one of the fastest in computation time. While in principle our code is now suitable for the analysis of other Stokes parameters, we restrict our analysis to the Stokes parameter  $I$  (the luminous

intensity) in this work as no polarimetric data is yet available for the majority of our sample<sup>2</sup>.

As a first-order approximation, we model the surface magnetic field of the stars with an inclined and offset dipole :

$$\mathbf{B} = \frac{3(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{m}}{r^3} \quad (2.1)$$

where :

$\mathbf{B}$  is the magnetic field vector, in MG,

$\mathbf{m} = \frac{B}{2}\hat{\mathbf{m}}$  is the dipole moment vector ( $B$  is the dipole intensity, in MG,  $\hat{\mathbf{m}}$  the unit vector of the dipole moment),

$\hat{\mathbf{r}}$  is the unit vector of the position vector  $\mathbf{r}$ , from the dipole to where the field is measured (here, the surface of the star),

$r$  is the absolute value of the position vector  $\mathbf{r}$ , in stellar radii.

We orient the magnetic moment according to the inclination, and apply the dipole offset by shifting the position vector accordingly. The parameters used to describe the dipolar geometry (Figure 2.3) are the dipole intensity  $B_p$ , which is the magnetic field intensity at the pole of a centered dipole, at the stellar surface ( $1 R_*$  from the origin), the inclination angle  $i$  between the dipole moment  $\vec{m}$  and the observer's line of sight, and the dipole offset  $a_z$  (in stellar radii  $R_*$ ), the distance between the center of the dipole and the center of the star.

We discretize the stellar surface into many surface elements. The number of surface elements has to be large enough to correctly sample the variation of the magnetic field on the surface, but not too large as to slow down the calculation significantly. We find that using 149 surface elements was optimal as no significant change to the computed synthetic spectra were found in tests using a finer resolution. Once the specific intensity for each surface element has been calculated, we integrate across the stellar surface to obtain the Eddington flux for any given geometry.

---

<sup>2</sup>It should be noted that this is not the same as *neglecting* the other Stokes parameters, as observational data is not yet widely available.

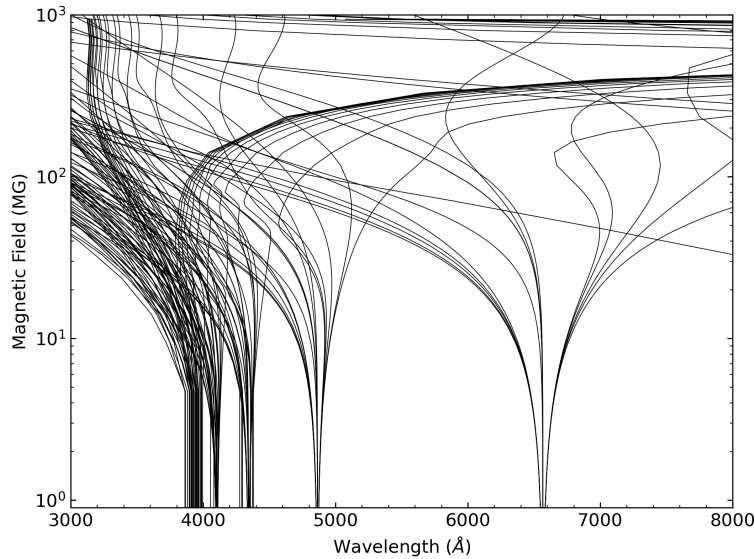


FIGURE 2.2 : Position of the Balmer lines between 3000 and 8000 Å as a function of magnetic field strength.

In order to recover the magnetic field geometry for every star in our sample, a significant number of synthetic spectra across a wide range of effective temperatures, surface gravity, and geometries were required. Pre-generating all the necessary dipolar-geometry intensity spectra would have been much more time consuming (and less expandable in the future) than integrating them on-the-fly using a precomputed grid of spectra with a constant field. We therefore built a spectrum grid across 5 parameters : effective temperature (5000 K to 30,000 K in 15 steps), surface gravity ( $\log g$  from 7.0 to 9.5 in 6 steps), field intensity ( $10^{-2}$  MG to  $10^4$  MG in 159 steps), the angle between the line of sight and the normal of the surface ( $\psi$  from 0 to  $\pi$  in 6 steps), and the limb darkening ( $\mu = \cos \theta$  from 0 to 1 in 4 steps). From this precomputed grid (85 GB of data), a synthetic spectrum with any desired field strength and geometry (not limited to offset dipole) can be reconstructed rapidly. Only offset dipole geometries are considered in this exploratory work.

## 2.4.2 Photometric Analysis Technique

The first step in our analysis is to estimate the effective temperature and surface gravity of our objects. However, the presence of a strong magnetic field can affect significantly the

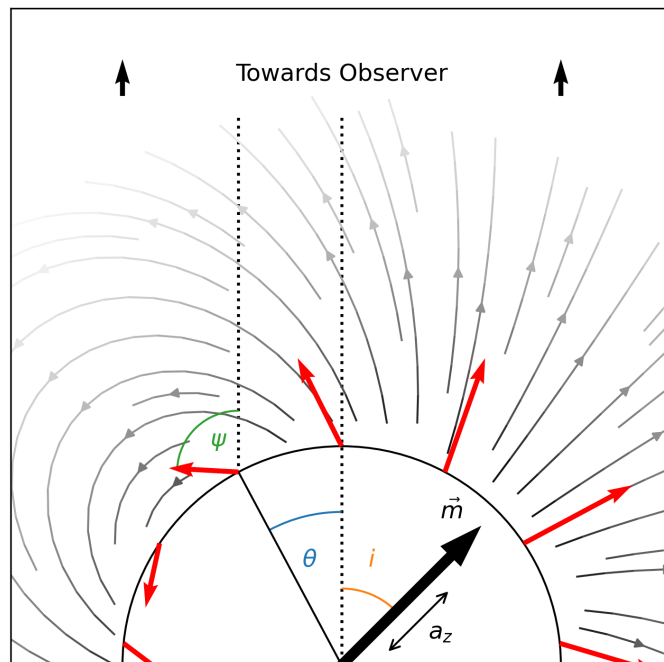


FIGURE 2.3 : Schema for the various parameters describing our dipole geometry. In red are the magnetic field vectors at the stellar surface, with the angle  $\psi$  in green and  $\theta$  in blue used to model each surface elements.  $\vec{m}$ , the inclination angle  $i$  and dipole offset  $a_z$  describe the geometry of the field.



determination of these atmospheric parameters. As a start, we first obtained effective temperature and surface gravity with models with no magnetic field. The atmospheric structures and synthetic colors used are those of Bergeron et al. (2019) (same atmospheric models used by Genest-Beaulieu & Bergeron, 2019). Note that those models do not include the effect of magnetism on the stellar structure. In fact, it is not clear at the moment how exactly the structure is affected by the presence of a strong magnetic field and as a consequence, all past studies, to our knowledge, used non-magnetic structure to calculate magnetic synthetic spectra (see Külebi et al., 2009, for example). We thus employ a similar strategy here but improved on the fitting technique by including explicitly the effect of magnetism when determining atmospheric parameters from photometric data (see below).

We obtain the effective temperature and surface gravity with zero-field models using an evolutionary algorithm (based on Storn & Price, 1997) to fully explore the parameter space of the grid (this is a test to make sure we recover the non-magnetic parameters obtained with standard technique before proceeding with magnetic synthetic spectra). We applied de-reddening corrections to the observed magnitudes to take into account the amount of interstellar material on the line of sight (Schlafly & Finkbeiner, 2011). We then construct new synthetic grids with various magnetic field strengths to account for the shifting of lines from one photometric band to the other as the field increases. The atmosphere structures are the same as those used previously but the synthetic spectrum used to derive the synthetic photometric colors include the effect of the magnetic field on the line splitting. With these photometric grids in hand, we proceeded to obtain a value for the atmospheric parameters for every star in our sample for field strength of 0, 10, 50, 100, 500, 700, and 900 MG. For each star in our sample, we build an interpolating table for the atmospheric parameters (effective temperature, surface gravity), plus mass and radius, so we can get interpolated values for arbitrary magnetic field intensities that will be obtained in the next step. While this is done assuming a constant surface magnetic field, this method allows to at least capture the main effect of the presence of strong magnetic fields, that is the shifting of lines in adjacent bands (the exact details of the geometry is a second-order effect in that matter).

Figure 2.4 shows how the synthetic *ugriz* colors are affected by the inclusion of magnetic splitting for various field strength and effective temperatures. In the case of magnetic DA

stars, the  $u$  and  $g$  bands are the most affected, since the Balmer lines (except  $H\alpha$ ) are near them. With weak or no magnetic field, there are barely any Balmer lines in the  $u$  band, but a magnetic field with an intensity above a few MG pushes many components inside the band. A similar phenomenon happens for the  $g$  band, which is in the range of the Balmer lines starting from  $H\beta$ . Here the many split components affect the  $g$  band considerably. With increased magnetic field, the  $r$  band is the least affected as  $H\alpha$  components tend to stay inside the band and the  $i$  band can only have  $H\alpha$  components drift inside. The  $z$  band is a little different, since some of the Paschen lines are not split in our model, due to lack of data.

Including the effect of magnetism in the synthetic spectra can thus have a non-negligible effect on the atmospheric parameter determination (effective temperature and surface gravity). This is the first time, to our knowledge, that the effect of magnetic fields on photometric observations is explicitly taken into account for the determination of the atmospheric parameters. Uncertainties on the fitted values were obtained by fitting the photometry again, but with a least-squares minimization method that also returns the estimated uncertainties. We used the values obtained with the fitting method described above as starting values for the algorithm, ensuring uncertainties around those values.

### 2.4.3 Spectroscopic Analysis Technique

When fitting a given star, the process to obtain a synthetic geometry-aware spectrum is the following :

- Provide the dipole geometry parameters :  $B_p, i, a_z$  ;
- Generate an  $N$ -element discretized surface geometry and compute the average surface field intensity ;
- Interpolate the effective temperature and surface gravity to that average field value ;
  - See previous Section 2.4.2.
- Use those atmospheric parameters with each surface element to obtain the  $N$  spectrum elements by interpolating in the 5-D grid ;

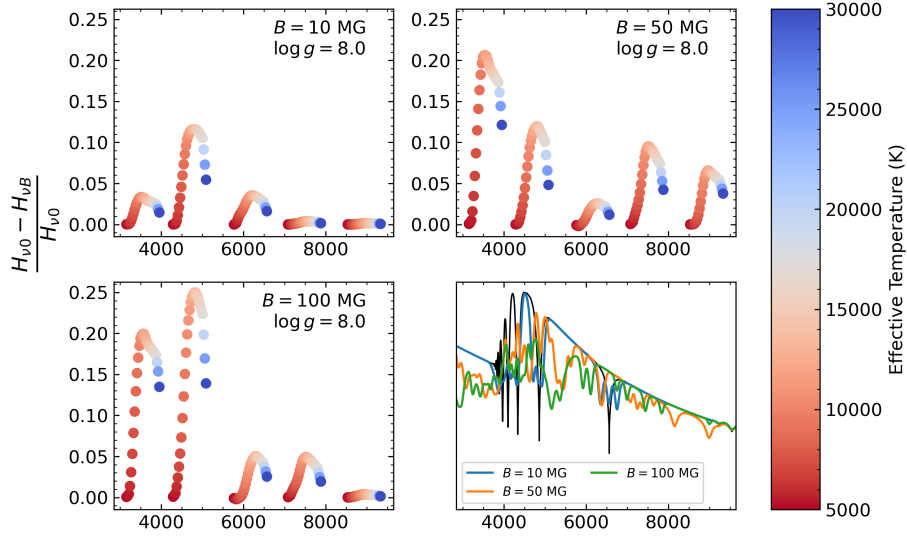


FIGURE 2.4 : Relative differences in magnitude for models with and without magnetic field.

- Sum the  $N$  spectra into the dipolar-geometry-aware spectrum at the desired atmospheric parameters.

We use this process in the fitting technique to obtain every spectrum needed for each iteration until convergence. Due to the high dimensionality of the problem and the highly degenerate nature of the solutions, standard minimization methods using the gradient descent are ill suited for this situation, since many local minima are found with different dipolar geometry. The usual steepest-descent algorithm would get stuck on the first minimum it would encounter based on an initial guess value. Making this initial guess value would be different for each star and is not optimal. This is why the optimization algorithm used relies on a stochastic nature and allows searching for a wide area inside the parameter space. The method uses an evolutionary algorithm that creates sets of parameters (a population of individuals), evaluates them against the fitness function, keeps the individuals that have the best fitness (lowest value), and generates a new population based on those best individuals. The process is repeated until convergence to the global minimum. It is part of the `scipy` Python package, which is an implementation of the algorithm by Storn & Price (1997).

We tested our method by generating non-magnetic and magnetic synthetic stars with various magnetic field intensities and geometries and fed it to our fitting code. Our algorithm was able to retrieve the geometry for both the magnetic and the non-magnetic stars with satisfactory precision where all spectral features are well reproduced. For the special case of non-magnetic synthetic stars, we still used the algorithm to get a dipolar geometry, but the dipolar intensity from the solution is minimal and the other parameters (angle and offset) are less constrained and are of no physical value.

Typical uncertainties were estimated by changing the dipole parameters ( $B_p$ ,  $i$ ,  $a_z$ ) until the resulting synthetic spectrum diverged significantly from the observations, for a typical magnetic star in our sample. We observed that the relative uncertainties for the different parameters were very different, meaning the solutions were more sensitive to an increase of magnetic field intensity ( $B_p$ ) than the other geometry parameters. We found a relative uncertainty of 5% for the  $B_p$  parameter, 20% for the inclination  $i$ , and 50% for the dipole offset  $a_z$ . The difference in relative uncertainties is because the central position of the spectral features is very sensitive to small variations of the field intensity  $B_p$ , while the inclination  $i$  and offset  $a_z$  tend to affect the shape of the wings instead.

In summary, the fitting technique for magnetic spectra begins with the creation of a random set of ( $B_p$ ,  $i$ ,  $a_z$ ) parameters. For each individual in this population, we go through the process described above to obtain a spectrum, and calculate the  $\chi^2$  value against the observations.

## 2.5 Spectrophotometric Analysis

Using the fitting technique described in Section 2.4, we fitted all 651 objects in our sample in a homogeneous way assuming single DA synthetic spectra with a dipolar geometry. Each solution was then carefully inspected by eye to judge the quality of the fit, since a minimum  $\chi^2$  in our grid did not necessarily imply a good fit to all the spectral features (for example in the case of stars with shallow features such as Figure 2.7, and the fourth category in what follows). As a result of this fastidious exercise, we could classify all our objects in broadly 5 categories (see Table 2.I) : i) stars that are probably not magnetic (400) ii) stars well fitted with a dipole geometry (140) iii) stars that are clearly hydrogen-rich magnetic white dwarfs but that are moderately well modeled with a dipolar

geometry (45) iv) stars that have hydrogen features too shallow (28) and finally v) stars that we were simply unable to fit using the current theoretical framework (38). We now discuss each category in turn.

TABLE 2.I : Number of stars in our different categories

Category	Subcategory	Count	
Magnetic DA	Good fit	140	185
	Bad fit	45	
	Magnetic non DA / Unable to fit	38	
Dismissed stars	Shallow features	28	466
	Splitting questionable	400	
<b>Total</b>		651	

The first category contains more than half of our original sample (400 stars). Most of these object had been classified as DAH or DAH : from visual classification of low signal-to-noise ratio spectra from various data release catalog of spectroscopically confirmed white dwarf stars from the Sloan Digital Sky Survey (Kepler et al., 2015, 2019; Kleinman et al., 2004, 2013). While visual inspection indeed seems to show possible shifted components near the core of some Balmer lines (thus the DAH classification), it quickly became clear that those classifications did not hold up against detailed comparison with magnetic synthetic spectra. For example, it was possible in a few cases to force a magnetic field strength/geometry to fit some features near the core of one Balmer line only to find that such configuration lead to predicted components that are not observed in the other lines. When considering all the lines simultaneously, our algorithm was not able to find a magnetic solution that was statistically better than a non-magnetic fit. In the end, although it is quite possible that some of these stars will be found to be genuinely magnetic white dwarfs when higher signal-to-noise or spectropolarimetric observations become available, we believe that classifying these objects as DAH based on these low quality SDSS spectra was perhaps a bit premature. We report in Table A.II the photometric atmospheric

parameters (effective temperature and  $\log g$ ) assuming  $B = 0$  and reassign them with the spectral type DA until proof to the contrary.

The next category comprises 140 objects for which an off-centered dipole model did a pretty decent job at reproducing the various magnetically shifted components. Figure 2.5 shows an example of such stars. While in some cases some minor discrepancies could be observed between the model flux and observations, the overall quality of the fit is deemed sufficient to label them as *Good dipole fit*. On the other hand, the quality of the dipole fit was clearly inferior for the third category (45 objects) that we call *Bad dipole fit*. Figure 2.6 shows an example of such bad fits. That so many objects cannot be well reproduced with a dipolar geometry should not be surprising. For one, a shifted dipolar field geometry is probably only a first-order approximation for a much more complex field structure and we should not expect all objects to be easily modeled this way. Second, it is well known that many magnetic white dwarfs show rapid photometric variations on timescales of minutes to hours (see for example Kilic et al., 2021; Williams et al., 2022, and references therein). A good example is that of G183–35 (Kilic et al., 2019), an unusual white dwarf that shows an  $H_\alpha$  line split into five components, instead of the usual three components seen in strongly magnetic white dwarfs (we also find five components for J1328+5908 and J1430+2811). Time-resolved spectroscopy of this object seem to support the idea that we are witnessing rotational modulations of a complex magnetic field structure, as only three components are seen at a given time. As our sample is composed mostly of SDSS spectra that were integrated on a period of time that span an unknown fraction of the total period, it is no surprise that many objects are not well reproduced with a simple dipole. These objects, listed in Table A.IV, represent good candidates to study the complexity of magnetic field structure through time-resolved spectroscopy.

Nevertheless, although the overall quality of the fits for these stars are clearly inferior in terms of reproducing the exact shape of all the Balmer components, the resemblance between the best fit models and the observations suggests that the determined mean surface fields are probably in the right ball park. As a consequence, we can be confident that the determined effective temperatures and surface gravities/masses for these objects are also closer to reality than those determined from non-magnetic models. All our fits are presented in Appendix A.

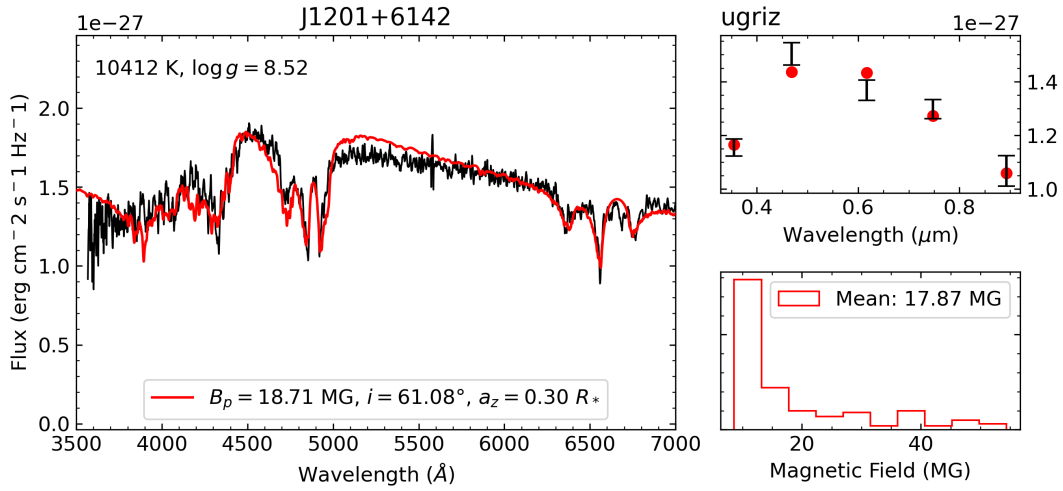


FIGURE 2.5 : An example of a star that is successfully reproduced by a dipolar field geometry. The left panel is our best fit to the Balmer lines. Upper right panel represents the best fit to the *ugriz* photometry while the bottom right panel shows the distribution of magnetic field elements at the visible surface of the star for our best fit solution.

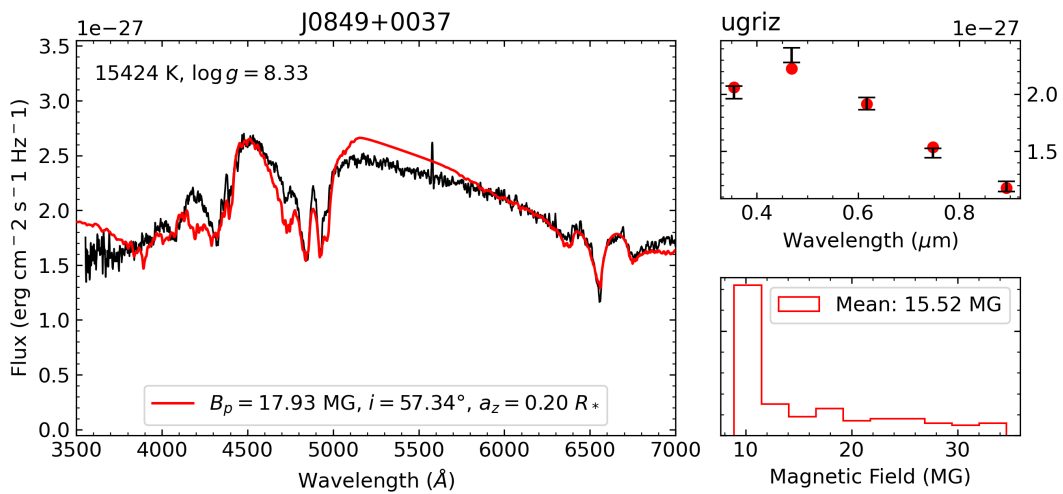


FIGURE 2.6 : An example of a star where the best fit achieved, assuming a shifted dipole geometry, does not reproduce all the features very well.

Another interesting category found within our sample contains objects with hydrogen features that are very shallow compared to what magnetic model spectra predict for the fitted atmospheric parameters and amount of splitting observed (28 objects, Table 2.II). Figure 2.7 shows an example of such shallow features. It must be noted that no combination of inclination, offset or field strength can reproduce those spectra. It is also highly unlikely that a more complex multipole expansion could alleviate the issue as the depth of the central component of each line has only a weak dependence on the geometry. In the case of J2257+0755 (EGGR156), Külebi et al. (2009) managed to obtain a good fit by increasing the effective temperature to 40,000 K. This solution, however, is clearly incompatible with the shape of the spectral energy distribution (*ugriz*) which requires an effective temperature in the vicinity of 14,000 K. Lowering the effective temperature below  $\sim 10,000$  K also reduces the depth of the absorption features, but again, at the cost of not reproducing the *ugriz* photometry anymore. Similar objects with shallow features have been modeled as DA+DC unresolved binary in Rolland & Bergeron (2015) but in the case of J2257+0755, the observed photometric modulations rule out a close binary scenario and the star is rather interpreted as the rapidly rotating remnant of a double degenerate merger (Williams et al., 2022). If so, rapid rotation may also produce an unusual surface composition that may explain the shallow lines found in such stars. For example, an attractive solution to the absorption lines depth problem is that such objects have a mixed H-He composition (Kilic et al., 2019, also proposed a similar solution). We experimented with mixed atmosphere and indeed found that it was possible to reduce significantly the depth of the lines in that manner. We calculated models with increasingly more helium, until the depth of hydrogen lines were well reproduced, and found that a 12,000K helium-dominated atmosphere with  $\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = 10^4$  can reproduce  $\text{H}\alpha$  while not predicting helium features that are not observed. Unfortunately, such models badly reproduce  $\text{H}\beta$ . It is possible that the atmosphere is not homogeneous, with patches of different composition and temperature, but exploring the full range of possibilities is beyond the scope of this paper. Again, time-resolved spectroscopy may eventually help us uncover the real nature of such objects. We will thus postpone the analysis of these stars to future studies and exclude them from our discussion below.



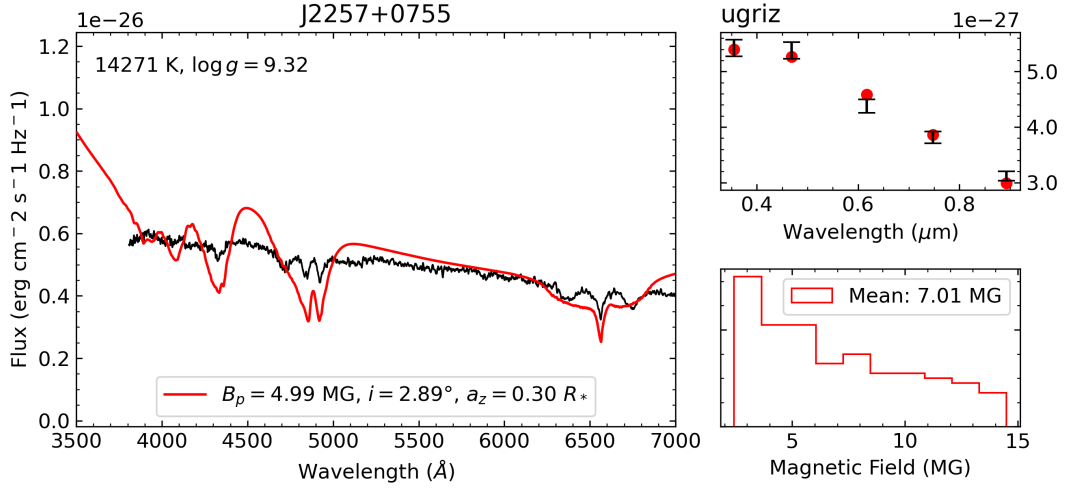


FIGURE 2.7 : J2257+0755 (EGGR 156), an example of a star whose observed features are too shallow, according to our models. Due to the fitting algorithm trying to minimise the numerical difference between the synthetic spectrum and observations with shallow features, the magnetic structure here is not representative of reality.

Finally, the last category contains stars that could not be fit within our theoretical framework (38, Table 2.III). These stars are all probably magnetic white dwarfs of some sort since non-magnetic objects at their fitted effective temperature and surface gravity, as obtained from fitting the *ugriz* photometry, would show strong hydrogen or helium lines that would be easily recognized. An example of such a star is presented in Figure 2.8 where none of the features could be matched using hydrogen-rich models with offset dipole. The algorithm converged in the parameter space at a place where the surface elements field strength are spread over a large range, effectively washing out spectral features over the entire optical range. While some of the multitude of features produced this way may match those in the observed spectrum, most of it is probably just random coincidences. We thus cannot confirm the hydrogen-rich nature of these stars based on our minimum chi-square solution. It is possible that our failure to find a good solution is due to some large temporal variations of the surface field strength with rotation over timescale much shorter than the integration time of the SDSS spectra. Combined with that, it is also possible the geometry used here (inclined offset dipole) is too simple an assumption and a much more complex geometry is required. Alternatively, the main atmospheric composition of those objects might simply not be hydrogen. In the next paper of that series (Hardy et al. in

TABLE 2.II : Stars with shallow features

J name				
J0343−0641	J0906+0807	J0944−0018	J1057+0411	J1132+2809
J1137+5740	J1201+0847	J1248+4104	J1251+5432	J1314+1732
J1315+0937	J1328+5908	J1332+0117	J1344+3754	J1418+3123
J1430+2811	J1516+2803	J1639+1036	J1816+2454	J2115+0400
J2131+0659	J2138+1123	J2151+5917	J2211+1136	J2223+2319
J2257+0755	J2259−0828	J2346−1023		

preparation), we will explore helium-rich compositions and reassess the nature of these objects.

TABLE 2.III : Magnetic non DA stars

J name				
J0021+1502	J0211+0031	J0211+2115	J0212+0644	J0333+0007
J0732+1642	J0742+3157	J0800+0655	J0822+1201	J0830+5057
J0836+1548	J0847+4842	J0849+2857	J0856+2534	J0922+0504
J0924+3613	J0935+4429	J1121+1039	J1144+6629	J1153+1331
J1202+4034	J1257+1216	J1308+8502	J1348+1100	J1349+2056
J1407+3011	J1453+0652	J1455+1812	J1532+1647	J1623+3546
J1640+5341	J1704+3213	J1724+3234	J1900+7039	J2151+0031
J2247+1456	J2258+2808	J2346+3853		

## 2.6 Discussion

From our original sample of 651 stars, we are left with 185 objects that we could fit with various degrees of quality using a dipolar geometry. Figure 2.9 shows that including the effect of the magnetic field in the synthetic color calculations tends to systematically increase the determined effective temperature compared to that obtained from non-magnetic

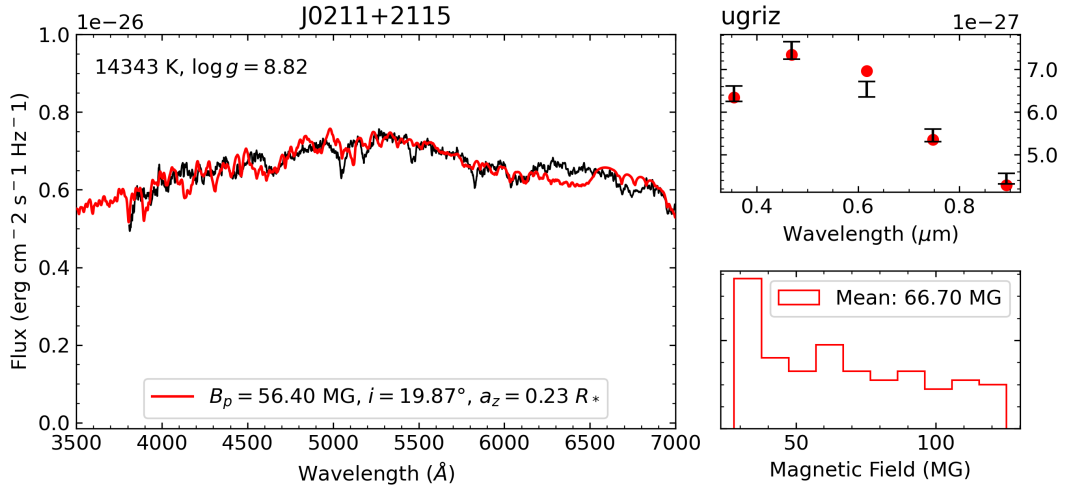


FIGURE 2.8 : An example of a magnetic white dwarf which we were unable to find a suitable dipolar geometry.

models (the difference can be as high as 3700K for stars with the largest field intensity). As explained in Section 2.4.2, this is a direct consequence of the shifting of absorption lines across adjacent photometric bands as the magnetic field strength increases. To compensate for this increase in effective temperature, it becomes necessary to decrease the stellar radii in order to reproduce the photometric data. Hence, the derived masses are also increased by up to  $0.1 M_{\odot}$  compared to masses determined from non-magnetic models (see Figure 2.10).

It is interesting to discuss our sample in light of the results drawn from the 40 pc sample recently presented by Bagnulo & Landstreet (2022). According to their interpretation, magnetic white dwarfs form two distinct populations distinguished by their very different typical masses. The most massive magnetic white dwarfs, according to their hypothesis, would mostly be the result of binary mergers, producing strong magnetic fields that would be present at the surface as soon as the star enters the cooling sequence. Such mergers are expected to be rapidly rotating. On the other hand, young magnetic white dwarfs with masses below about  $\sim 0.75 M_{\odot}$  appear to be extremely rare and magnetism would gradually appear only after 2 or 3 Gyr, possibly due to the relaxation of a preexisting field buried in the interior or generated by a dynamo mechanism triggered by the onset of core crystallization (Isern et al., 2017; Schreiber et al., 2021). Merging events that form MWDs with these low masses are also possible (Briggs et al., 2015).

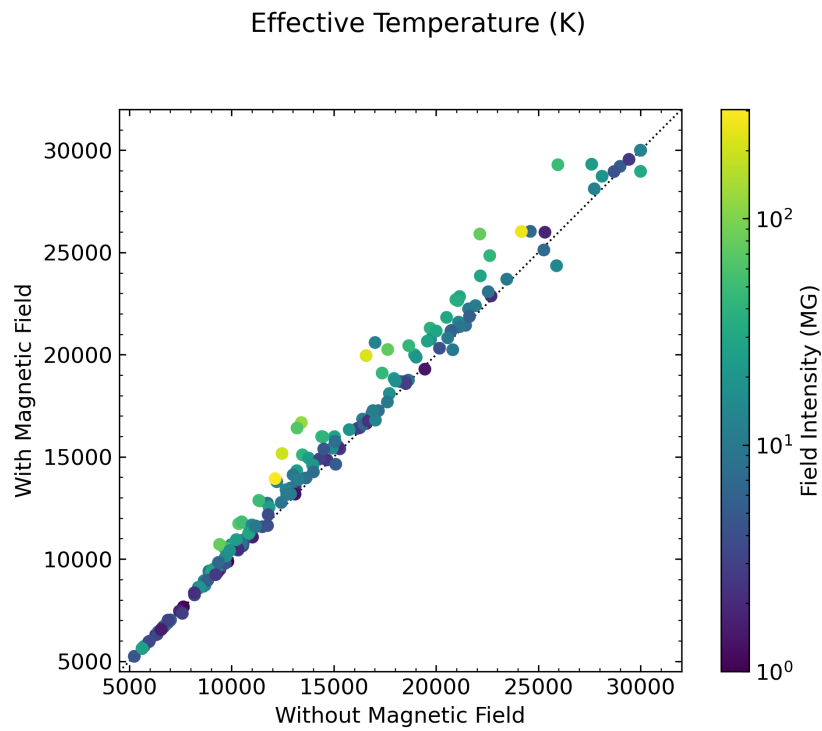


FIGURE 2.9 : Comparison of effective temperatures obtained from non-magnetic vs. magnetic synthetic spectra. The color scale indicate the strength of the magnetic field.

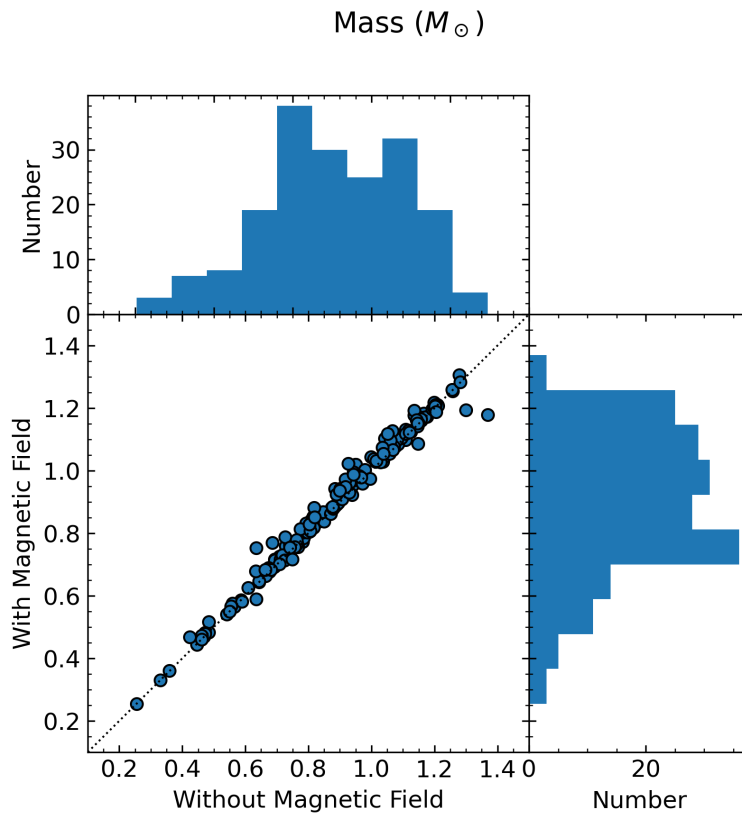


FIGURE 2.10 : Comparison of stellar masses obtained from non-magnetic vs. magnetic synthetic spectra. The corresponding mass distribution histograms are also shown on the right and upper part of the figure.

Figure 2.11 takes a closer look at the mass distribution of our sample as well as all the stars that we rejected in the previous section. First, we see that the stars previously classified DAH that we dismissed as magnetic form a relatively broad distribution centered on  $\sim 0.6 M_{\odot}$ , as expected for a population of non-magnetic white dwarfs. This unusually large distribution can easily be explained by the fact that those stars are almost twice as distant, on average, than the stars that we successfully fit with a dipole. These were thus objects with the very lowest signal-to-noise ratio spectra of the sample, and the observed splitting that led to their classification as DAH was most probably just noise. Being more distant, the uncertainties on the photometric data and parallax measurements were also much larger, explaining the extremely broad mass distribution.

Next, we observe a sudden increase in the number of magnetic white dwarfs at a mass of about  $0.7 M_{\odot}$ . This may indicate that the most massive magnetic white dwarfs have a different origin than the ones at lower mass, as suggested by Bagnulo & Landstreet (2022). We must, however, remain cautious with this interpretation as our sample is mostly drawn from a magnitude-limited survey that certainly suffer from a number of selection biases difficult to quantify. Nevertheless, a look at the distance distribution of our sample in Figure 2.12 suggests that the preponderance of massive white dwarfs in our magnetic sample is real and not merely an artifact of various selection effects. Indeed, while it can be argued that massive white dwarfs may be, due to their much smaller radii, underrepresented in a magnitude limited sample, the fact that we see a cutoff in the number of magnetic stars with mass above  $0.75 M_{\odot}$  starting at about 250 pc suggest that we are perfectly capable of identifying such objects in SDSS at smaller distances. Meanwhile, magnetic white dwarfs less massive than  $0.75 M_{\odot}$  are much larger (and thus brighter) and would be, at similar effective temperature, easily identified in that same volume, assuming that whatever selection bias affecting our sample is the same at all white dwarf masses. According to the reasoning of Bagnulo & Landstreet (2022) described above, this is totally to be expected if magnetism in lower mass objects only appears much later on the cooling sequence. The big difference with our sample is that contrary to what is observed in the 40 pc sample, low mass magnetic white dwarfs are not completely absent for ages younger than 1-2 Gyr (see Figure 2.13). Taking only objects within 250 pc does not change the overall picture emerging from Figure 2.13 much ; young magnetic white dwarfs less massive than  $0.75 M_{\odot}$ ,

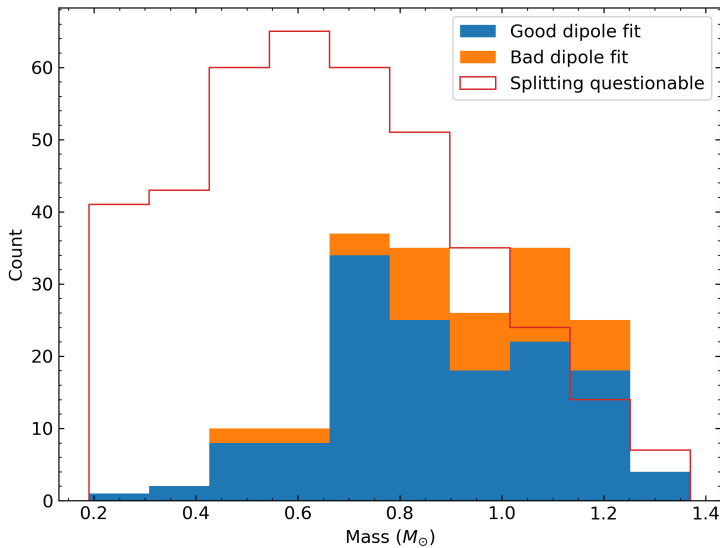


FIGURE 2.11 : Mass distribution for the stars in our sample.

while much rarer than heavier ones, do exist. Their magnetic field strength, however, never reach values above  $\sim 30$  MG as is regularly found at higher masses. It is possible, however, that whatever mechanism is responsible for the presence of strong magnetic fields in young low mass white dwarfs is sufficiently rare for it to not be statistically present in the 40 pc sample and that only looking at a much larger volume does this additional channel manifest its presence. To summarize, our sample does suggest white dwarfs with strong magnetic field and mass above  $0.75 M_{\odot}$  are much more numerous than their lower-mass counterpart. While selection biases may play a role in the exact proportion, this assessment is unlikely to change with a large volume-limited sample. The young low mass magnetic white dwarfs in our sample could represent a separate channel not observed in the 40 pc sample that is superposed to the one where magnetism only start to show up after the onset of crystallization in the core.

Are there other signatures for different channels/origin that emerge from the homogeneous analysis of the sample? Figure 2.14 shows little correlation between the mean dipole field intensity (mean field intensity on the visible surface of the star) and stellar mass, except for the fact that all the largest fields are found only in high mass white dwarfs. The stars that were badly fit with a dipole are slightly more prevalent among the most massive

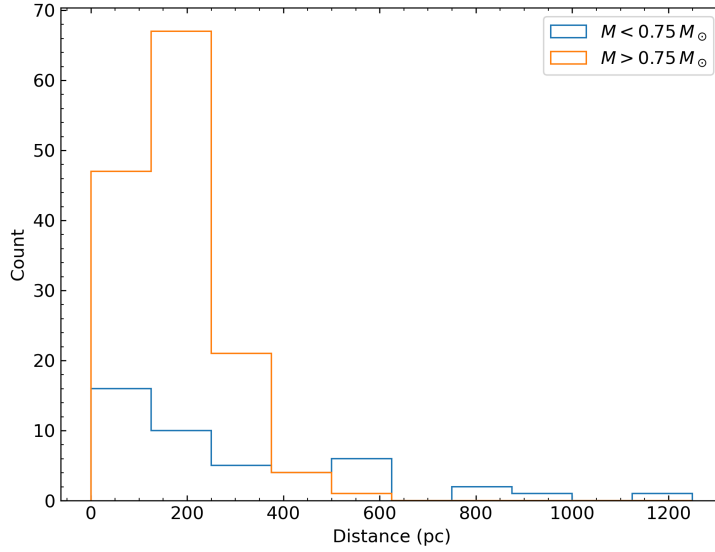


FIGURE 2.12 : Distance distribution of confirmed Magnetic DA stars, divided into two groups : One with masses below  $0.75 M_{\odot}$ , the other with masses above.

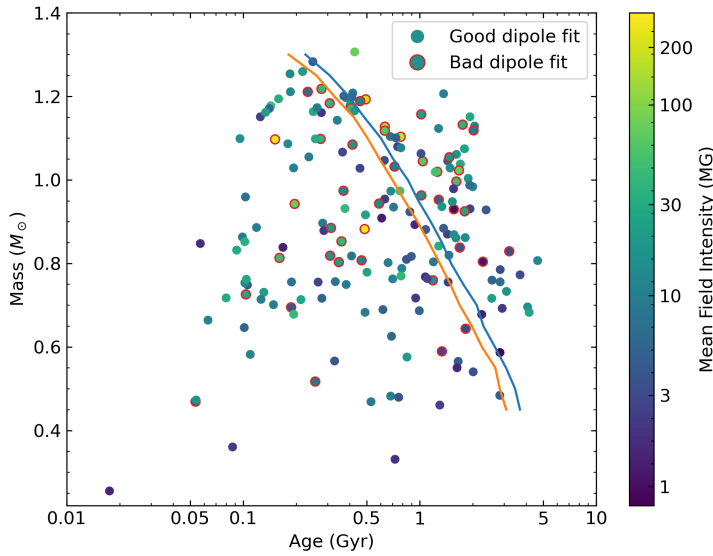


FIGURE 2.13 : Stellar mass vs. age, color coded with the mean surface magnetic field for the confirmed stars in our sample. The blue and orange lines represent the onset of crystallization for stars with a thick ( $q_{\text{He}} = 10^{-2}$ ,  $q_{\text{H}} = 10^{-4}$ ) and thin ( $q_{\text{He}} = 10^{-2}$ ,  $q_{\text{H}} = 10^{-10}$ ) hydrogen layer, respectively.



( $M \geq 0.75 M_{\odot}$ ) and most magnetic ( $B \geq 10$  MG) but can nevertheless be found at any mass, field or effective temperature. We can see a slight tendency for heavier stars to be hotter, as there is a higher density of  $> 25000$  K stars near  $1.2 M_{\odot}$ , although this could be a selection bias since more massive stars are smaller, and need to be hotter and more luminous to be seen at a given magnitude. Looking instead at the effective temperature vs. the mean dipole field intensity (Figure 2.15) does not highlight any discernable pattern that would allow us to distinguish between different groups that could have different origins. Such distinction may require a detailed analysis based on time-resolved spectroscopy in order to pinpoint possible differences in field structures.

## 2.7 Conclusion

In this study, we used state-of-the-art magnetic synthetic models to perform the first large homogeneous analysis of hydrogen-rich MWDs since 2009. We carefully examined 651 white dwarfs that were labeled as magnetic or DAH compiled in the Montreal White Dwarf Database. Since most of the sample is drawn from the Sloan Digital Sky Survey, only white dwarfs with magnetic fields large enough to produce an undeniable line splitting (above  $\sim 1$ -2 MG) could be assessed. From our original sample, 400 stars are reclassified as non-magnetic white dwarfs as the alleged splitting reported in the literature did not hold up against attentive scrutiny. We find that 140 stars could be relatively well fitted with an offset dipole while another 45 were clearly DAH but a dipolar fit was passable. We were also unable to fit 38 objects, suggesting that these either have a much more complex field structure or are simply not hydrogen-rich. Finally, the depth of the absorption line for 28 stars were too shallow compared to model predictions, possibly due to non-homogeneous/mixed surface compositions.

We find a sharp increase in the number of magnetic white dwarfs starting at a mass of about  $0.70 M_{\odot}$ . The strongest magnetic fields are also found only among the most massive white dwarfs (no field above 30 MG are found for  $M \leq 0.70 M_{\odot}$ ). Stars that are well and badly fitted with a dipole geometry appear to be disseminated evenly across the whole range of masses, effective temperatures and magnetic field strengths, leaving little clues about their possibly different origins. The stars badly fitted with a dipole could have a much more complex field structure or simply vary on short time scaled compared to

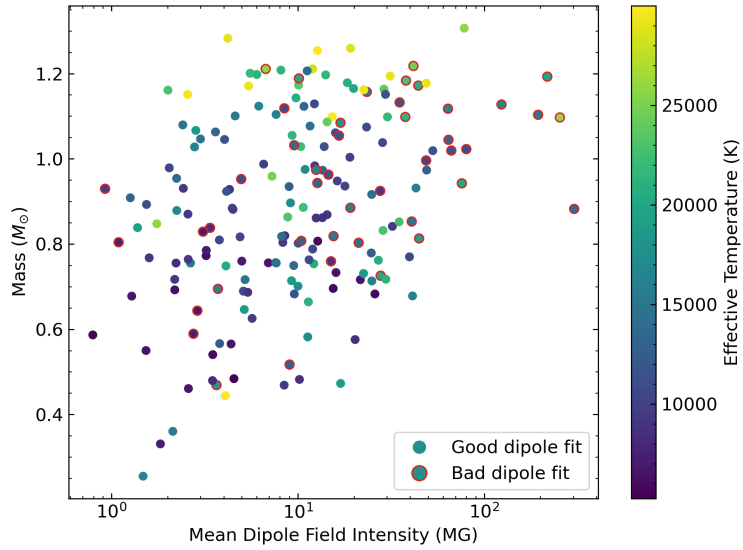


FIGURE 2.14 : Mass vs. magnetic field intensity for the confirmed magnetic stars in our sample. The color scale shows effective temperature for each star.

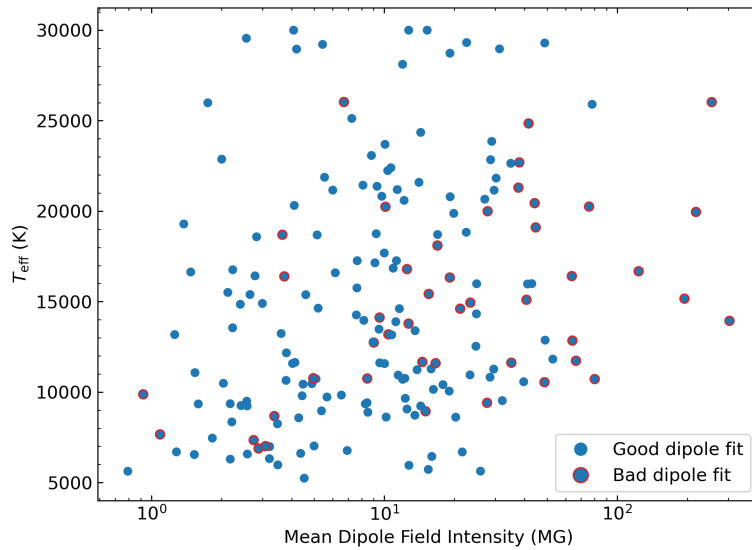


FIGURE 2.15 : Effective temperature vs. magnetic field intensity for the confirmed magnetic stars in our sample.

the spectra integration time. Signature of the evolutionary origin of the magnetic field, if present, will have to wait for the availability of time-resolved spectroscopy in order to better quantify the details of their field structure.

A study of the 40 pc sample by Bagnulo & Landstreet (2022) recently suggested that magnetism in white dwarf stars with masses below  $0.75 M_{\odot}$  only start to appear after about 2 Gyr, possibly as the result of a dynamo mechanism that is triggered by the start of core crystallization. However, based on our sample, it appears that there is the presence of many low mass MWDs ( $M \leq 0.70 M_{\odot}$ ) that suggests that mergers (or an unidentified channel) are capable of producing such stars. With about two dozen such object found in a volume much larger than the 40 pc sample, it may, however, not be statistically significant to not find any in the local sample. Because our sample certainly suffers from numerous selection biases, we refrain from quantifying the proportion of such objects as a function of age or mass.

To conclude, detailed analysis of large samples of magnetic white dwarfs are needed to provide new insights on the nature and evolution of such stars. Our study, while inconclusive, represent the largest effort in that endeavor since the work of Külebi et al. (2009), almost doubling the number of magnetic white dwarfs meticulously analyzed in a homogeneous fashion. Our investigation established the existence of various families of magnetic objects that deserve further scrutiny, especially those not fit well with a dipole geometry or those with shallow absorption features. Some objects that may not have a hydrogen-rich surface composition will be examined in detail in the next paper of this series. Time-resolved spectroscopy, spectropolarimetry and much higher signal-to-noise/resolution observations are highly awaited for advancing our understanding of the origin and evolution of magnetic white dwarfs. The unique models and fitting tool developed for this project have certainly proven themselves as reliable, and will be the basis of studies that will push even further our understanding of magnetic white dwarfs.

# Spectrophotometric analysis of magnetic white dwarf II : Helium-rich compositions

Ce chapitre est une adaptation de «Spectrophotometric analysis of magnetic white dwarf II : Helium-rich compositions», par François Hardy, Patrick Dufour et Stefan Jordan. Cet article est en préparation pour soumission dans *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.<sup>1</sup>

## 3.1 Abstract

We present an analysis of all single white dwarf stars known to exhibit spectroscopic signatures of neutral helium line splitted due to the presence of a strong magnetic field. Using state-of-the-art models taking into account the effects of magnetic fields on the synthetic spectra, we determine effective temperatures, surface gravities and masses for stars in our sample. Our analysis uses data from the second and third Gaia (early) data release, photometric data from diverse surveys such as the Sloan Digital Sky Survey and Pan-STARRS, and archived spectroscopic data. We are able to successfully reproduce the spectra of 8 objects using an offset dipole geometry while several others seem to require either a more complex geometry or a different chemical composition. We also highlight a group of hot featureless white dwarfs that are most probably highly magnetic objects whose spectra are completely smeared due to the field strength distribution across the surface.

---

<sup>1</sup>Hardy, F., Dufour, P., Jordan, S. 2022, in prep. (Hardy et al., 2022b)

## 3.2 Introduction

Magnetism is found to be present in about 10 to 20% of white dwarfs (Bagnulo & Landstreet, 2021; Giammichele et al., 2012; Kawka et al., 2007). According to the compilation of Ferrario et al. (2015a) and from the Montreal White Dwarf Database (MWDD, Dufour et al., 2017), the vast majority of magnetic white dwarfs (MWDs) identified in the literature are found to have a hydrogen-rich atmosphere. Such white dwarfs have been examined in detail in the first paper of this series (Hardy et al., 2022a, hereafter Paper I). On the other hand, magnetic white dwarfs with other elements than hydrogen as their main constituent appear to be much rarer. Magnetism has been detected in a handful of cool helium-rich objects such as DQs (Schmidt et al., 1999; Schmidt & Smith, 1995; Vornanen et al., 2013, 2010) and DZs (Dufour et al., 2006; Hollands et al., 2015; Reid et al., 2001). Magnetism is also detected through circular spectropolarimetry in a number of featureless cool DC white dwarfs, some of which are also probably helium-dominated (Putney, 1997). On the hotter side, a large fraction of the carbon-oxygen dominated atmosphere white dwarfs, the so-called "Hot DQ", also exhibit traces of magnetism (Dufour et al., 2008, 2010). In the DB temperature range (roughly 12,000 K to 30,000 K), however, the incidence of magnetism appear to be quite rare. While a very weak magnetic field (1.3 kG) has been detected through asteroseismology in GD358 (Winget et al., 1994), unambiguous detection of helium in a magnetic white dwarf was only first confirmed with detailed modeling by Achilleos et al. (1992) for the star Feige 7 ( $\sim 35$  MG). A weaker magnetic field ( $\sim 100$  kG) has also been detected from circular polarization in the DBA white dwarf LB 8827 (Wesemael et al., 2001). More recently, Richer et al. (2019) announced the discovery of a magnetic DB star in the M47 cluster. This star shows magnetic splitting of helium lines consistent with a field between 2 and 3 MG, but also features that indicate it may be a binary system (MWD + late-type companion). Four magnetic DBs have also been identified in the course of the Hamburg ESO survey by Reimers et al. (1998), although no formal analysis has ever been attempted to our knowledge. Finally, from comparison of observed features with Zeeman splitting calculations of helium lines, three more magnetic DB, GD 229, HE 1211–1707, and HE 1043–0502 (they are included in our sample under the names J2012+3113, J1214–1724 and J1046–0518 respectively), have been identified (Jordan et al., 1998; Wickramasinghe et al., 2002). Detailed modeling similar to that pre-

sented for magnetic DAs in Paper I, however, has never been attempted yet for all these objects.

In Paper I, we examined 651 objects that had previously been classified as magnetic hydrogen-rich white dwarfs in the literature. During this process, we found 38 objects that we could not fit within our assumed theoretical framework, suggesting that some of these could have a non-hydrogen-rich composition. Furthermore, the MWDD lists numerous white dwarfs classified as DBH that, to our knowledge, have never been analyzed properly using magnetic model atmospheres. We thus aim here to visit/revisit all those potentially helium-rich objects in light of the mass availability of precise trigonometric parallax measurements (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021) and broadband photometry (Chambers et al., 2016; York et al., 2000). However, since our sample consists mostly of spectra with low signal-to-noise ratio and medium resolution from the Sloan Digital Sky Survey (see below), we restrict ourselves to objects in the DB temperature range ( $\sim 12,000 - 30,000$  K) that should show detectable signs of helium-line splitting when highly magnetic ( $B \geq 2MG$ ). This paper aims to model those objects with the assumption of a helium-rich composition and offset dipole geometry, leaving other compositions and geometries to future studies. In Section 1.3, we present our sample, in Section 3.4 we describe our theoretical framework and fitting method. Section 3.5 present our detailed analysis and assessment for each star and we conclude in Section 3.6.

## 3.3 Observations

### 3.3.1 Sample Selection

We aim to analyze in a homogeneous fashion all known DB magnetic white dwarfs that have been identified in the literature over the years (MWDD, Ferrario et al., 2015a, 2020, and references therein). We also include the many objects that have been flagged as DBH by visual inspection of thousands of SDSS spectra (32 stars, mostly from Kepler et al., 2015, 2016; Kleinman et al., 2013) as well as all the objects that we were unable to fit using hydrogen-rich models in Paper I (38 stars). This brings the total number of potentially magnetic DB white dwarfs in our sample to 83 stars when removing duplicates found in more than one of the above categories. However, optical spectra were not available for 4

objects, leaving us with a total sample of 79 stars to examine (see Table 1). Apart from those mentioned in the introduction, these white dwarfs have never, to our knowledge, been subject to a detailed analysis using magnetic synthetic spectra.

Figure 3.1 shows an observational Hertzsprung-Russell (H-R) diagram using the parallax and broadband colors from Gaia (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021), for all objects in our sample. We can see two trends, one that is centered around the  $M_* = 0.6 M_\odot$  track, and another one situated below, near the higher-mass evolutionary track, suggesting, as in Paper I, that many objects are probably misclassified as magnetic white dwarfs in the literature (see below).

In order to have an analysis as homogeneous as possible, we use in priority SDSS (York et al., 2000) *ugriz* point-spread function magnitudes when available. If *ugriz* data was not available for an object, we relied on Pan-STARRS (Chambers et al., 2016) *grizy* or previously published *JHK* and *BVRI* photometry, in that order of priority. Of our 79 objects, 13 ( $\sim 16\%$ ) had no *ugriz* data. For those situations, we had to use *grizy* data for 10 stars, *BVRI* photometry for 2 stars and  $B + JHK$  for a single star.

The majority (67 out of 79; 84%) of the spectra used for this work are collected from SDSS. The spectra of the 12 objects without SDSS spectroscopy were taken from Bergeron et al. (2001, 1997); Giammichele et al. (2012); Kilic et al. (2020); Limoges et al. (2015) or archival data obtained by the Montreal group over the years. Spectra for the stars presented in Wickramasinghe et al. (2002) (GD 229, HE 1211–1707, and HE 1043–0502) were kindly made available to us by L. Ferrario (private communication).

### 3.4 Theoretical Framework

The theoretical framework and fitting method used in this study are very similar to that described in Paper I, except that a pure helium composition is assumed. Below we briefly review the methodology, emphasizing on the differences with Paper I.

The first detailed investigation of magnetic white dwarfs with helium absorption features, that of Achilleos et al. (1992), relied on line data calculations from Kemic (1974). Those first order calculations, however, are only valid up to about 20 MG and tables quickly need to be extrapolated outside their range of validity in most practical purposes. Subsequently, more detailed calculations performed in Heidelberg provided precise data

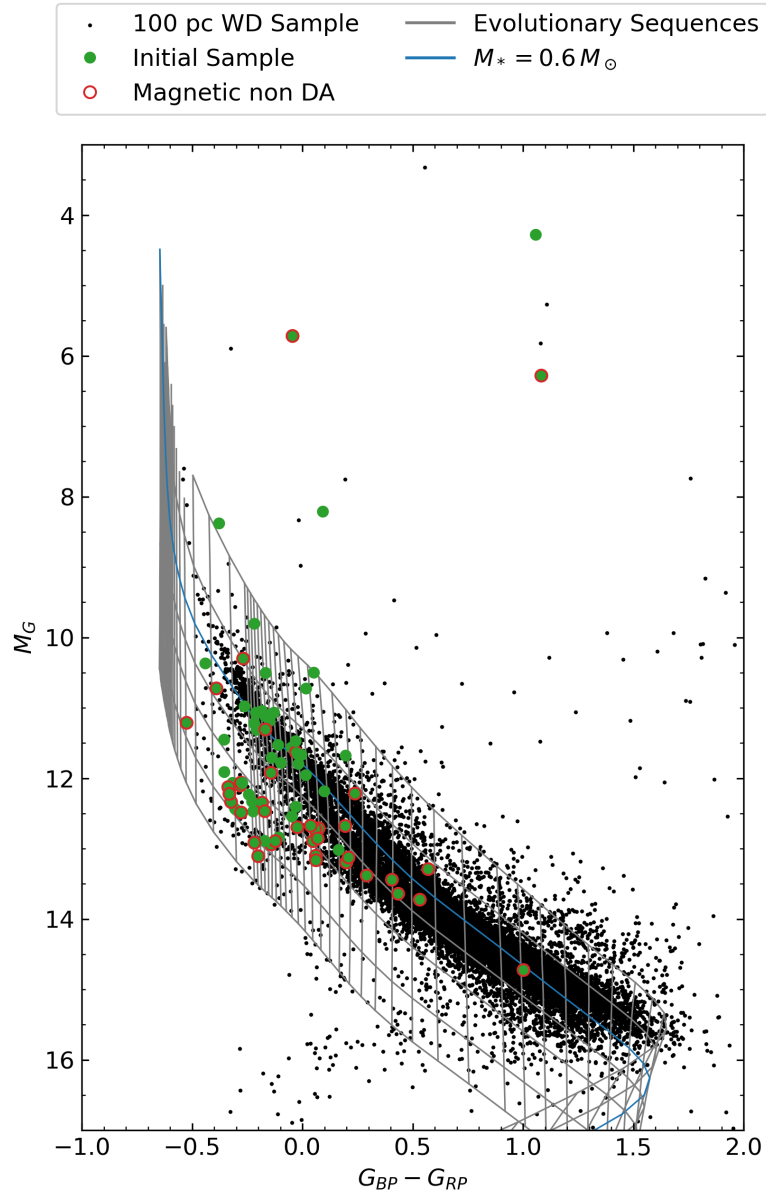


FIGURE 3.1 : Gaia H-R diagram for our initial sample. Black dots are the white dwarfs from the Gaia EDR3 within 100 pc, green ones are the stars from our initial sample and those with a red circle are the "Magnetic non DA" stars from Paper I.



for a large number of energy states in the 300 - 700 MG range that allowed the identification of stationary neutral helium lines (Jordan et al., 1998), but the full parameter space has yet to be explored systematically using those data.

In this work we use the helium line splitting data described in Jordan et al. (2001), Becken et al. (1999) and Becken & Schmelcher (2000). The data contained transitional energies, wavelengths, and various quantum quantities needed to compute oscillator strengths, for a wide range of magnetic field intensities from 0 to over 200 GG ( $200 \times 10^3$  MG), for each of those components. We implemented an interpolating scheme developed by Steffen (1990) to obtain the component data for arbitrary field intensities, with a linear extrapolation when required. This extrapolation occurs at over 200 GG for most components, although some weaker components only have calculations up to 500 MG. As most stars in our sample have a dipolar magnetic field  $B_p$  of under 100 MG with only a very limited number of stars with  $B_p$  over 500 MG, this extrapolation is not expected to be frequent. A wide subset of the line data is illustrated in Figure 3.2, where the line position in relation to the applied magnetic field can be seen. For magnetic field strength above about 5 MG, large non-linearities become very important with many components shifting rapidly by hundreds of Angstrom as the field strength increases. As a result, it becomes difficult to recognize the helium signatures in the most magnetic objects. Figure 3.3 illustrates this by showing synthetic spectra assuming a dipolar geometry for various field strength, inclination and dipole offset. For some geometries at the highest field intensities, the spread of magnetic field strength over the surface leads to absorption features spread all over large wavelength range, making lines almost unrecognizable. In some cases, the density of lines can almost mimic a featureless DC spectrum while it could easily be interpreted as noise in others. As we will see below, some of these configurations may explain hot stars with spectra that are globally featureless but should normally show strong hydrogen/helium lines if non-magnetic, assuming the effective temperature inferred by their photometric energy distribution. We believe these "Hot DC" are probably highly magnetic white dwarfs with line features that are so spread out that almost no spectral features can be recognized anymore.

The methodology to obtain the atmospheric parameters is the same as in Paper I. Briefly, photometry is first fit using multiple model grids with varying magnetic field in-

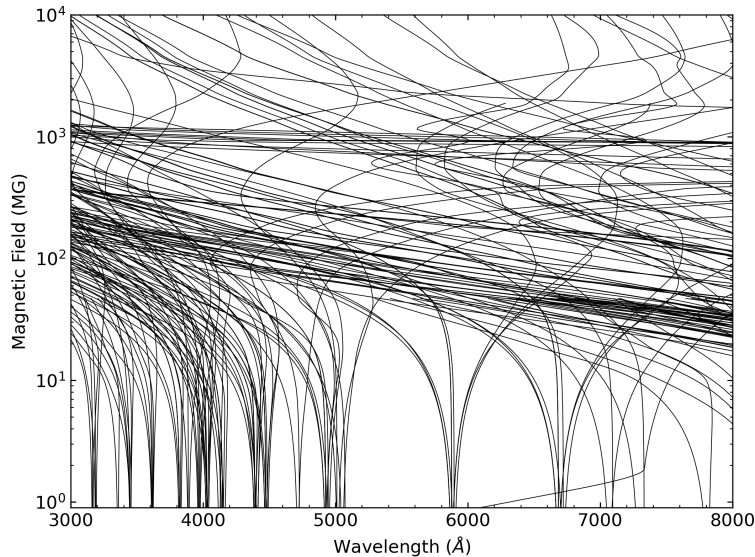


FIGURE 3.2 : Position of helium lines between 3000 and 8000 Å with increasing magnetic field. We show only lines with zero-field wavelengths below 12 000 Å for clarity.

tensities, and the resulting atmospheric parameters are then used to determine the dipolar geometry that best reproduces the spectroscopic observations. The magnetic field geometry is reconstructed from pre-calculated grid (13 GB of data) covering 5 parameters :  $\log g = 7.0$  to  $9.5$  (in steps of  $0.5$  dex),  $T_{\text{eff}} = 12,000$  K to  $30,000$  K (in steps of  $3,000$  K), field intensity ( $0$  to  $500$  MG in  $54$  log steps), the angle between the line of sight and the normal of the surface ( $\psi$  from  $0$  to  $\pi$  in  $6$  steps), and the limb darkening ( $\mu = \cos \theta$  from  $0$  to  $1$  in  $4$  steps). While this exploratory work only considers offset dipole geometries, our technique allows to rapidly construct any desired geometry.

### 3.5 Results

Using the fitting technique described in detail in Paper I, we fitted all 79 objects in our sample in a homogeneous way assuming single DB synthetic spectra with a dipolar geometry. Each solution was then carefully inspected by eye to judge the quality of the fit. From this exercise, we found that, similarly to many DAH from Paper I, the DBH classification for 18 objects did not hold up against detailed comparison with magnetic synthetic spectra. The alleged splitting observed in some lines was probably, in hindsight,

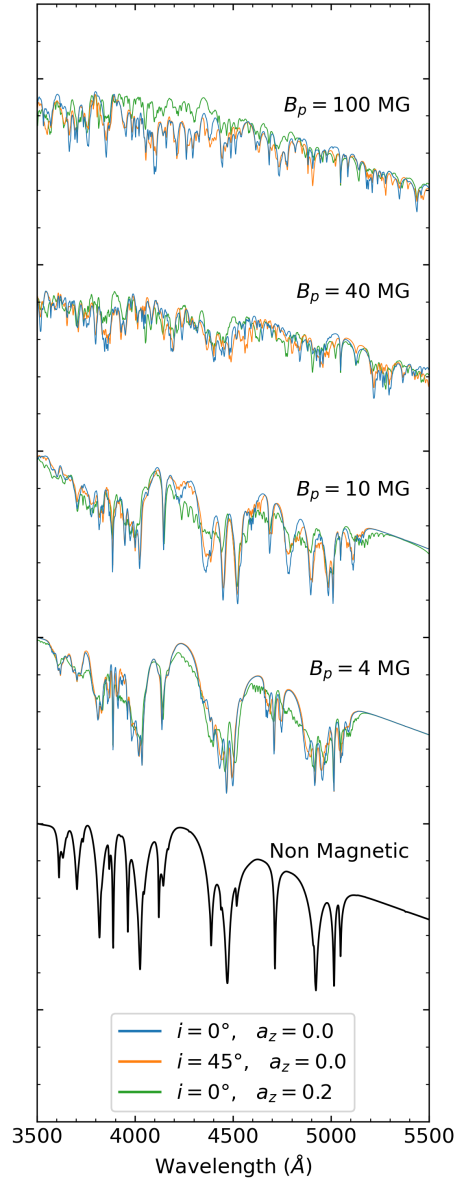


FIGURE 3.3 : Representative reconstructed synthetic spectra of magnetic DB white dwarfs at various field strength, inclination and offsets for an effective temperature of 20,000 K and a surface gravity of  $\log g = 8.0$ . The spectra are normalized by the flux value of the continuum at 3500 Å and offset by an arbitrary factor for clarity.

simply noise. While better spectroscopic observations may reveal that some of these stars are magnetic after all, we believe classifying these objects as magnetic based on these low signal-to-noise ratio spectra was perhaps a bit premature. We thus reject these objects from our analysis and reclassify them as DB until proof to the contrary. Five other objects were also rejected since the spectra were too noisy to assess their magnetic nature. Furthermore, fits of the energy distribution for 20 objects indicated an effective temperature below  $\sim 12,000\text{K}$ , too cool to show helium features. Again, noise in the spectra was probably interpreted as a sign of magnetism for most of these. Some of these objects may turn to genuinely be magnetic white dwarfs when spectropolarimetric observations become available, but no such assessment could be made based on the spectra at hand. The list of white dwarfs previously classified as magnetic that we reject for our analysis is presented in Table B.II.

From our fits assuming offset dipole geometry, we could only firmly confirm magnetism in 8 DB stars in our sample (Figures 3.4 to 3.11). With the exception of J0043–1000 (Feige 7 Achilleos et al., 1992) these are, to our knowledge, the very first magnetic DB to be modeled with detailed helium line splitting calculations. Dipole solutions appear to be an excellent representation for those stars except for J0043–1000 and J0856+1611. In the first case, the small discrepancies that are observed can be explained by the fact that our grid does not include small traces of hydrogen that are known to be present (hints of  $\text{H}\alpha$  can also be observed in J0305+3747 and J2323–0046). Furthermore, Achilleos et al. (1992) also showed that time resolved spectroscopy revealed composition changes across the surface as the star rotates, something that is not captured by the single spectra used in this study. In the case of J2323–0046, the predicted depth of the helium lines does not agree with the observations. This is reminiscent of the shallow features found for numerous magnetic DA stars in Paper I, although the differences are more subtle here. It is also possible magnetic spots on the surface produce temperature variations that may explain why the lines are not as deep as expected from its photometric atmospheric parameters. Table 3.I present the atmospheric parameters for the confirmed magnetic DB stars in our sample. We note that two objects have surface gravities lower than  $\log g=7$ , the lowest value in our grid. Although this is a very small number of individuals, the average mass is around  $0.68 M_{\odot}$  ( $0.83 M_{\odot}$  if we exclude the stars that hit the lower limit). It thus appears

that magnetic helium rich white dwarfs can be found at low, normal and high mass range, offering little indication to a preferred formation channel.

TABLE 3.I : Model fits with offset dipole geometry

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_*$ )	Mean $B$ (MG)
J0017+0041	13782 (207)	8.05 (0.04)	0.62 (0.05)	8.17 (0.12)	62 (1)	0.40 (0.00)	8.83
J0043−1000	20848 (1077)	8.86 (0.18)	1.13 (0.18)	39.45 (0.46)	73 (1)	0.37 (0.01)	34.71
J0119+3014	12200 (410)	< 7.00	—	6.73 (1.43)	3 (6)	−0.03 (0.10)	5.00
J0142+1315	14481 (652)	8.22 (0.05)	0.72 (0.07)	4.36 (0.08)	59 (1)	0.40 (0.00)	4.99
J0212+0644 <sup>a</sup>	14591 (251)	8.93 (0.07)	1.16 (0.07)	24.57 (0.61)	83 (3)	−0.35 (0.01)	15.04
J0305+3747	13422 (489)	< 7.00	—	4.01 (0.03)	40 (3)	0.07 (0.01)	3.22
J0856+1611	17781 (219)	8.29 (0.03)	0.78 (0.03)	1.50 (0.00)	0 (0)	−0.40 (0.00)	0.59
J2323−0046	17206 (1146)	8.01 (0.13)	0.60 (0.15)	6.28 (0.13)	46 (1)	0.40 (0.00)	8.49

<sup>a</sup> Labeled as Magnetic non DA in Hardy et al. (2022a)

The rest of our sample comprises stars that we are unable to model using our magnetic helium models. In fact, with the exception of the confirmed magnetic DB with a relatively small field strength J0212+0644 (Figure 3.8), none of the stars that we were unable to fit (or that we tentatively labeled as Magnetic non DA) in Paper I could successfully be reproduced using the current theoretical framework. Likewise, we were also unsuccessful in modeling the few objects that are known to exhibit spectroscopic signatures (stationary components) indicative of neutral helium in very high magnetic field (Jordan et al., 1998; Wickramasinghe et al., 2002), GD 229, HE 1211−1707, and HE 1043−0502. These objects possibly harbor extremely strong magnetic fields that cannot be simply reproduced assuming a simple offset dipole and other geometry will need to be explored in future studies. Finally, we find several additional objects (see Table 3.II) showing a number of features that could also not be reproduced with either the hydrogen or helium grids that we computed. While our work ruled out a simple dipole geometry for both hydrogen and helium-rich composition, it is possible that a much more complex field structure is at play. Another possibility is that some of the absorption features are from elements other than hydrogen with helium, carbon and oxygen being the prime suspects. Dufour et al.

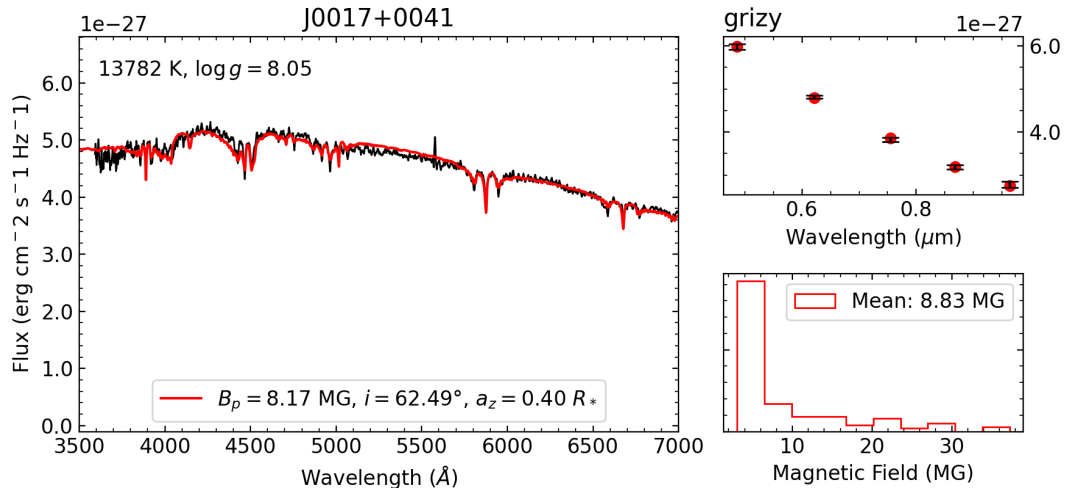


FIGURE 3.4 : Dipole solution for J0017+0041. The left panel is our best fit to the neutral helium lines. Upper right panel represents the best fit to the *ugriz* photometry while the bottom right panel shows the distribution of magnetic field elements at the visible surface of the star for our best fit solution.

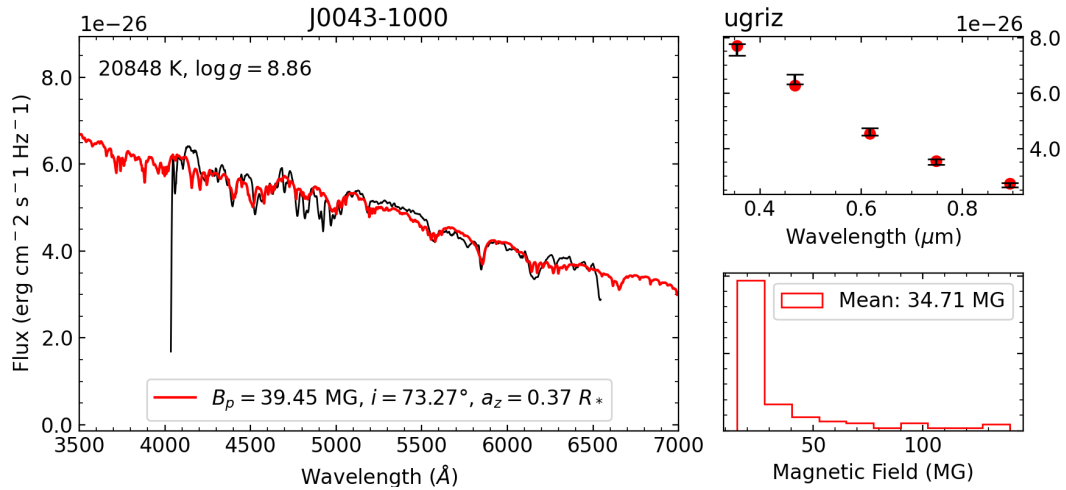


FIGURE 3.5 : Dipole solution for J0043-1000.

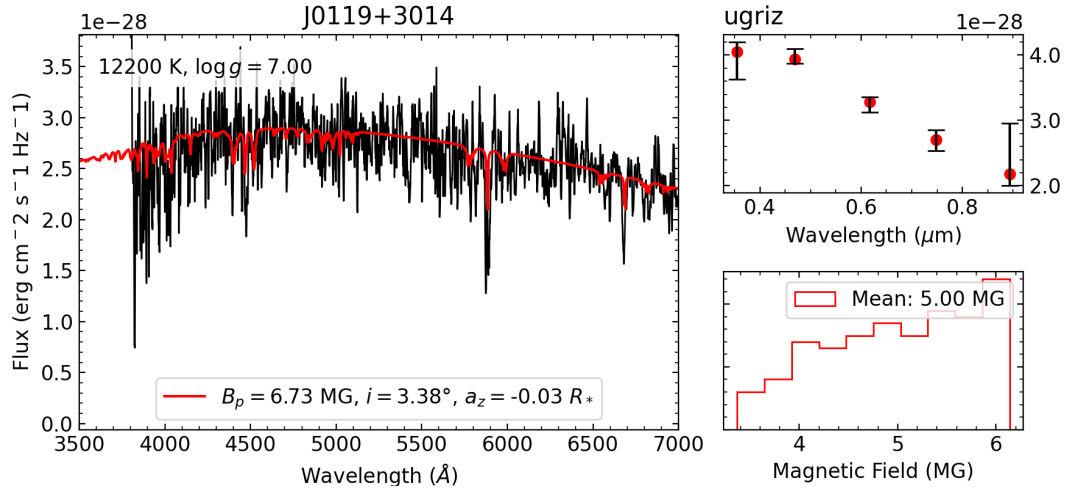


FIGURE 3.6 : Dipole solution for J0119+3014.

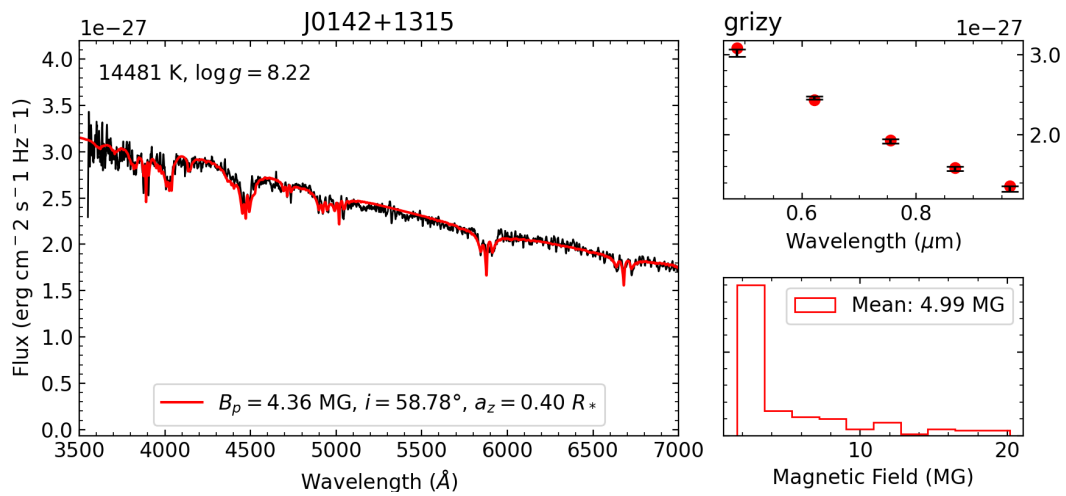


FIGURE 3.7 : Dipole solution for J0142+1315.

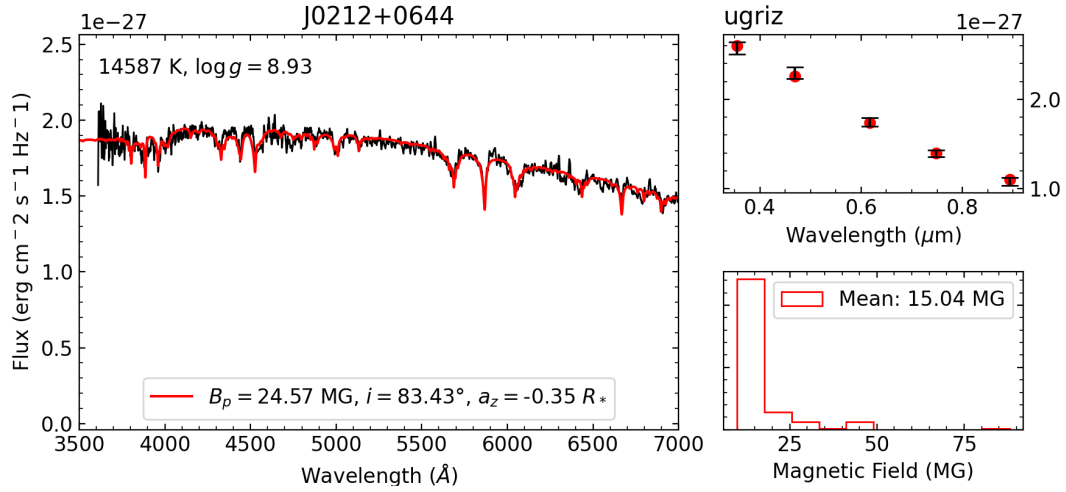


FIGURE 3.8 : Dipole solution for J0212+0644.

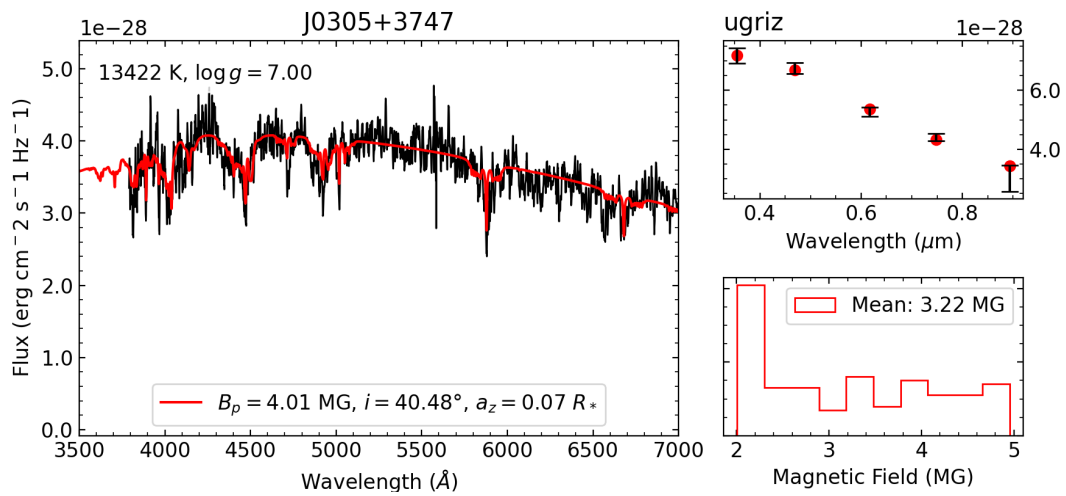


FIGURE 3.9 : Dipole solution for J0305+3747.



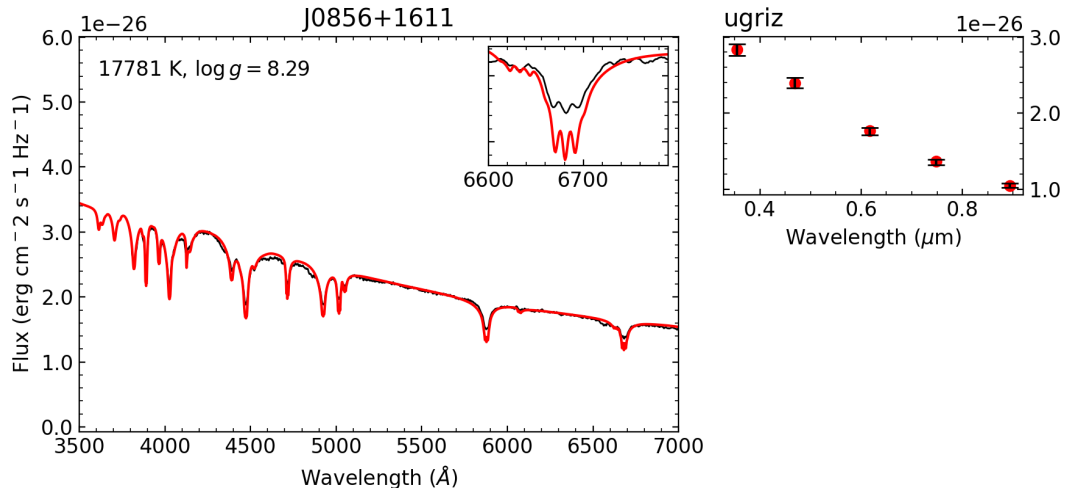


FIGURE 3.10 : Dipole solution for J0856+1611.

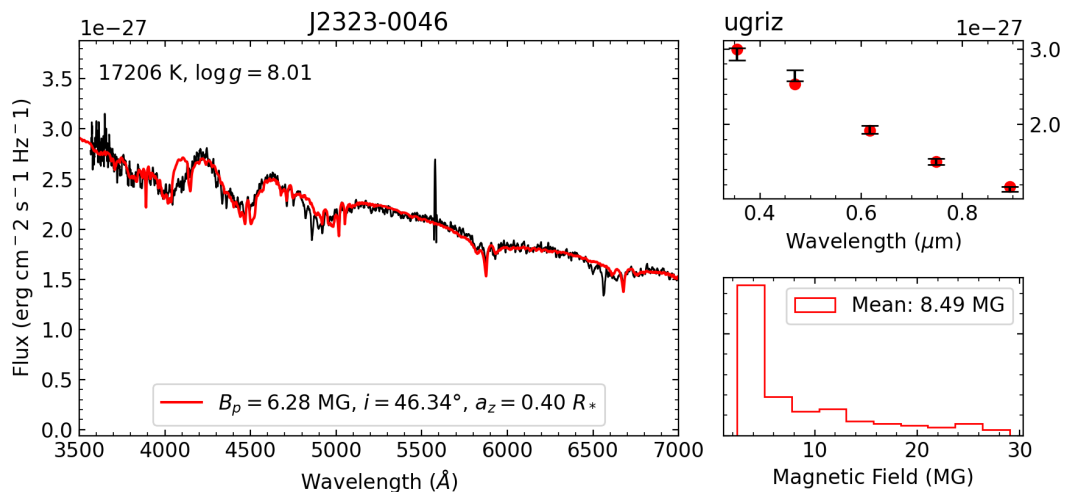


FIGURE 3.11 : Dipole solution for J2323-0046.

(2008, 2010) have shown that a large fraction of the so-called Hot DQ (see Figure 3.13 for an example spectrum) are magnetic at some level (a few hundred kG to 2 - 3MG). Similar objects but with a much stronger field could be very difficult to identify in the absence of detailed calculations for the position of the various transitions as a function of magnetic field strength. It is interesting to note, for instance, that many objects show a significant absorption feature around 4200 Å (for example Figure 3.12). It is tempting to attribute this to carbon as Hot DQ white dwarfs tend to show a similar strong feature but at a slightly longer wavelength (see Figure 3.13). This hypothesis would necessitate that all other features would be smeared out. However, in the absence of calculations of carbon/oxygen line position in very large magnetic fields, we refrain from drawing any conclusion at this point.

TABLE 3.II : Magnetic white dwarfs we could not fit within our theoretical framework

J name		
J0822+1201 <sup>a</sup>	J0830+5057 <sup>a</sup>	J0836+1548 <sup>a</sup>
J0842−0222	J1046−0518	J1214−1724
J1257+1216 <sup>a</sup>	J1348+1100 <sup>a</sup>	J1407+3011 <sup>a</sup>
J1453+0652 <sup>a</sup>	J1455+1812 <sup>a</sup>	J1724+3234 <sup>a</sup>
J1900+7039 <sup>a</sup>	J2012+3113	J2247+1456 <sup>a</sup>

<sup>a</sup> Labeled as Magnetic non DA in Hardy et al. (2022a)

Finally, we note the presence of several objects that show almost continuous spectra. This is very unusual, as both DA and DB white dwarfs should show strong lines in the optical at their inferred effective temperature (see Table 3.III). It is, of course, difficult if not impossible to infer their chemical composition from spectrometry in these cases. We believe, however, that these "Hot DC" have geometries that produce surface field strength variations that result in spectral components almost completely smeared across the spectra. Figure 3.14 shows an example of an offset dipole solution that leads to practically no spectral features. It is important to note that, while the magnetic field geometries do

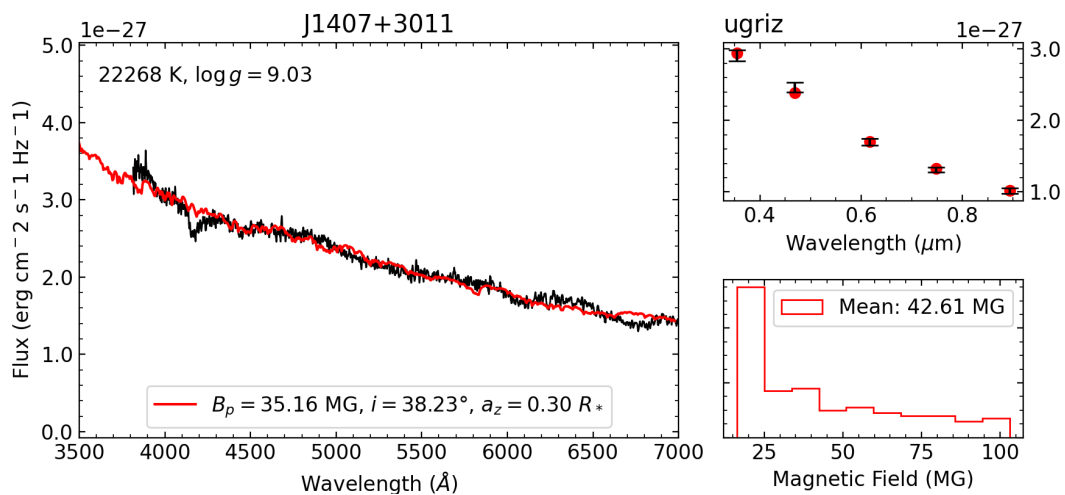


FIGURE 3.12 : Star J1407+3011 (SDSS J140750.65+301130.2) where the spectrum is mostly featureless, with the exception of one unidentified (and not reproduced) feature near 4200 Å.

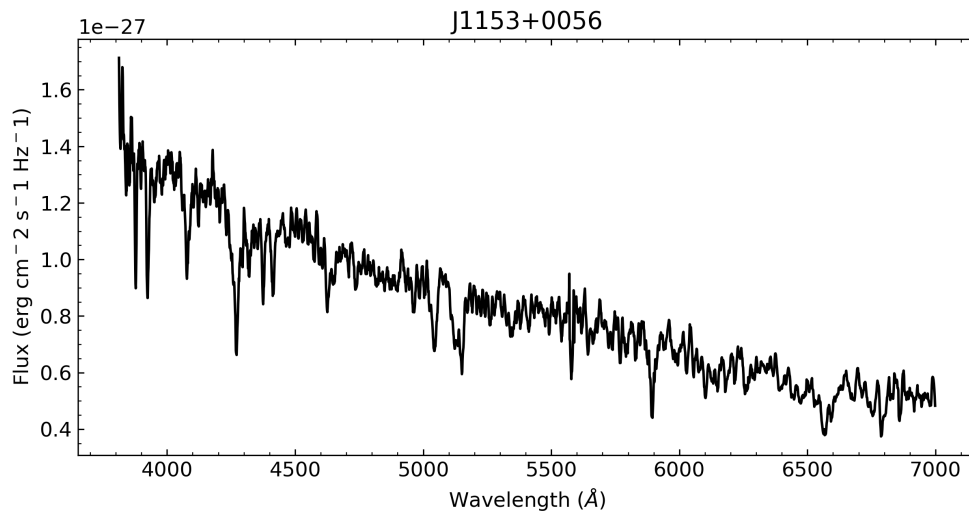


FIGURE 3.13 : An example of carbon/oxygen dominated atmosphere (Hot DQ) with a strong feature near 4200Å, J1153+0056 (WD 1150+012, Dufour et al., 2008).

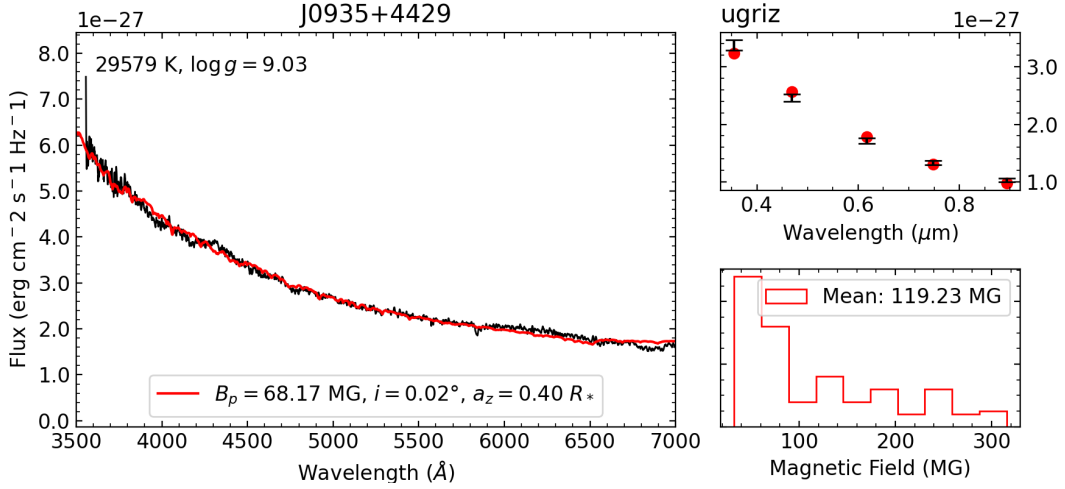


FIGURE 3.14 : Star J0935+4429 (US 736) where the spectrum is almost featureless, and the offset dipole solution leads to minimal spectral features.

reproduce the observations to an extent, no physical information about the field geometry should be extracted from those solutions.

### 3.6 Conclusion

In this study, we performed the first homogeneous analysis of all known magnetic white dwarfs showing splitting in neutral helium lines reported in the literature. After a careful examination, we could not confirm the magnetic nature of 18 objects and reclassify them as simple DB white dwarfs. The fact that the average mass of those stars is  $M_* = 0.61 M_\odot$  lends support to the idea that these white dwarfs were misclassified as magnetic. Assuming an offset dipole geometry for the magnetic field, we could well reproduce the spectra of 8 magnetic DB white dwarfs. While we were able to reproduce the observed spectra of these few stars to a very high level of detail, there are still some where we cannot reach such precision, even though the presence of stationary components seems to indicate the presence of neutral helium lines. It is likely that these stars have a much more complex magnetic field structure. It is also possible that some stars have a different chemical composition, possibly carbon and oxygen, but the lack of detailed calculations of the line strength and position under very large magnetic fields prevent a formal attribution. We also identify featureless hot objects that are likely highly magnetic white dwarfs with

TABLE 3.III : Atmospheric parameters of stars classified as HotDC

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0732+1642 <sup>a</sup>	> 30000	—	—
J0837+5332	> 30000	—	—
J0935+4429 <sup>a</sup>	29579 (1525)	9.03 (0.08)	1.20 (0.08)
J0942+5401	21169 (4181)	9.04 (0.20)	1.21 (0.17)
J1437+3152	27607 (1415)	9.17 (0.68)	1.26 (0.78)
J1603+5249	22093 (1290)	9.11 (0.72)	1.24 (0.70)
J1611+0921	> 30000	—	—
J2346+3853 <sup>a</sup>	29503 (1047)	9.04 (0.35)	1.21 (0.31)

<sup>a</sup> Labeled as Magnetic non DA in Hardy et al. (2022a)

lines spread beyond recognition. Interestingly, these stars are also among some of the most massive white dwarfs of our sample ( $M_* > 1.2 M_{\odot}$ ). Although the number of individuals is rather low and that there are a few exceptions, the magnetic DB white dwarfs also appear to be more massive, on average, than typical DB white dwarfs (Bergeron et al., 2011; Genest-Beaulieu & Bergeron, 2019), suggesting, as it has already been proposed by several authors for their hydrogen-rich counterpart, that they could be the result of mergers.

Future work on such objects should consider higher multipole expansion and other chemical composition when the appropriate data become available. Also, given that rapid rotation is often found among highly magnetic white dwarfs, time resolved spectroscopic observations should be obtained in order to get clues about the exact field geometry. Finally, it is still unknown how exactly the atmospheric structure and line broadening are affected in the presence of a very large magnetic field. While neglecting these effects does not prevent us from achieving relatively good fit at moderate fields, those approximations may be responsible in part for our failure to model objects with much higher field strength. Theoretical calculations exploring those aspects are highly awaited.

## Conclusion

Dans cette thèse, nous avons étudié les propriétés des naines blanches magnétiques à l'aide de modèles d'atmosphère dernier cri. L'implémentation du transfert radiatif polarisé, traité avec le formalisme des paramètres de Stokes, permet d'utiliser beaucoup plus d'information provenant des étoiles observées. En effet, en plus de l'intensité lumineuse (le spectre), il est possible de calculer la polarisation de la lumière nous provenant de la source en fonction de la longueur d'onde. Les techniques utilisées pour ces calculs ont été tirées de l'article de Jordan & Schmidt (2003), basées sur le formalisme du transfert radiatif de Unno (1956). Il est ensuite possible de mesurer ceci par des observations de polarimétrie afin de les comparer aux modèles.

Faisant suite au travail présenté dans mon mémoire de maîtrise (Hardy, 2017) pour le calcul des niveaux d'énergie des éléments dits «métalliques» dans l'atmosphère des naines blanches (qui veut dire tous les éléments plus lourds que l'hélium dans le tableau périodique), nous avons implémenté un traitement rigoureux des atomes d'hydrogène et d'hélium dans nos modèles. Le traitement utilise des données précalculées décrites dans Forster et al. (1984); Wunner et al. (1985, 1989) (pour l'hydrogène) et Becken & Schmelcher (2000); Becken et al. (1999); Jordan et al. (2001) (pour l'hélium) afin d'obtenir les paramètres des raies spectrales nécessaires au calcul de spectres synthétiques, tels que leur longueur d'onde, leur intensité, et l'élargissement, pour des intensités de champ magnétique arbitraires.

La modélisation du champ magnétique à la surface des étoiles est effectuée à l'aide d'une géométrie dipolaire (Figure 1.13, à gauche). En effet, l'équation de Gauss des champs magnétiques ( $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ) indiquant qu'il ne peut exister de «charges magnétiques» analogues aux charges électriques, il n'est pas possible physiquement d'avoir un champ magnétique

constant à la surface de l'étoile. De plus, en permettant une inclinaison et un décalage dans la direction de l'axe de symétrie du dipôle (l'axe  $z$ ), nous pouvons modéliser des géométries et distributions d'intensité de champ magnétique plus complexes, sans avoir recours aux termes plus avancés des harmoniques sphériques (par exemple les quadrupôles et octopôles).

Une fois ces nouveaux outils développés, nous avons commencé l'analyse des étoiles naines blanches magnétiques avec une atmosphère riche en hydrogène (Chapitre 2), soient celles de type spectral DA. Ces étoiles étant en plus grand nombre comparé aux autres (DB, DZ, DQ, etc.) et étant plus simples à modéliser, elles constituent un excellent moyen de vérifier la validité de nos modèles. Avec un échantillon initial de 651 étoiles classifiées comme magnétiques par des études précédentes, nous avons obtenu leurs paramètres atmosphériques tels que la température effective et masse par la méthode photométrique, tout en tenant compte de l'effet du champ magnétique sur les couleurs synthétiques (flux lumineux dans une bande photométrique donnée). Nous avons observé que l'inclusion du champ magnétique dans ces calculs avait pour effet d'obtenir une température effective ainsi qu'une masse généralement plus élevée. Par la suite, nous avons effectué un ajustement des spectres de chacune des étoiles, afin d'obtenir une intensité et géométrie de champ magnétique capable de reproduire les raies d'absorption. Une inspection suivant ce processus a révélé qu'une grande partie de ces étoiles (400) ne démontreraient pas de champ magnétique, ou avaient un spectre trop bruyant pour pouvoir identifier les raies de façon convaincante. Nous avançons que l'identification de la présence de champ magnétique dans le spectre de ces étoiles a été faite de façon hâtive. Un petit groupe d'étoiles (28) démontrent des raies d'absorption moins profondes que ce qui est attendu des modèles. Ce phénomène n'est pas encore bien compris, malgré de nombreuses hypothèses qui tentent de trouver une explication. Ces étoiles pourraient avoir une atmosphère mixte d'hydrogène et d'hélium, avoir une vitesse de rotation élevée qui causerait un élargissement supplémentaire aux raies, ou encore être des binaires non résolus où le compagnon serait une étoile de type (DC tel qu'avancé par Rolland & Bergeron, 2015). Des études complémentaires seront nécessaires afin de déterminer la nature exacte de ces étoiles. Quant aux étoiles dont nous sommes arrivés à obtenir une solution satisfaisante (185 étoiles), les paramètres obtenus nous ont permis d'analyser les statistiques d'ensemble de cet échantillon. La distribution

de masse, un des résultats les plus importants de cette analyse, montre la tendance des MWDs à avoir une masse moyenne plus élevée ( $0.89 M_{\odot}$ ) à leurs homologues non magnétiques ( $0.6 M_{\odot}$ ). Ceci représente un des plus grands ensembles homogènes de paramètres atmosphériques et de champs magnétiques d'étoiles DA magnétiques depuis Külebi et al. (2009). De cet ensemble, 45 étoiles montrent des défauts dans leur ajustement de spectre. Elles seront des candidates de choix pour une étude ultérieure avec des données spectroscopique résolues dans le temps afin de détecter de possibles changements dans la structure du champ magnétique. Les étoiles restantes (38) ont été classées dans un groupe où il a été impossible d'obtenir une solution pour reproduire leur spectre. Ce groupe a été analysé une nouvelle fois avec des modèles d'atmosphères riches en hélium dans le Chapitre suivant.

Une analyse similaire a été effectuée pour les étoiles magnétiques de type spectral DB (Chapitre 3). Notre échantillon initial contient 41 étoiles de type DB magnétiques, et les 38 étoiles mentionnées précédemment (plus 2 qui ont été reclassifiées dans le Chapitre 2 après l'analyse détaillée, donc 40), provenant du Chapitre 2 dont nous n'avons pas pu obtenir de solution au spectre, pour un total de 81 étoiles. Encore une fois, après l'ajustement photométrique et spectroscopique de chaque étoile, l'inspection des solutions a révélé qu'une quantité significative d'étoiles ont été hâtivement classifiées comme magnétiques. Nous avons rejeté 50 étoiles de toute analyse ultérieure, dû à leur température effective trop faible ou le manque évident de séparation Zeeman dans leur spectre. Nous n'avons pas obtenu de solutions satisfaisantes pour 15 étoiles, demandant encore une fois une étude plus approfondie à leur sujet. Un petit groupe (8 étoiles) ne montrait aucune raie d'absorption dans leur spectre, malgré des températures effectives très élevées, à plus de 20 000 K, dites HotDC. À ces températures, des raies spectrales devraient être visibles, tant par l'hydrogène que par l'hélium. Nous arrivons à modéliser le spectre de telles étoiles avec nos modèles riches en hélium et des géométries de champ magnétique qui étalent les composantes spectrales à travers le spectre. Suite à cet examen des ajustements spectraux, nous avons retenu 8 étoiles qui montrent une solution cohérente avec nos modèles. Une de ces étoiles, J0212+0644, provient initialement de notre échantillon d'étoiles DA, mais s'est avérée ne montrer que des raies d'hélium, changeant donc sa classification de DAH à DBH. Le nombre d'individus dans cet échantillon étant beaucoup plus faible (8 étoiles



comparées à 185 précédemment), il est difficile d'en extraire les statistiques globales de l'ensemble.

Ce qui a été présenté jusqu'à maintenant consiste en une grande avancée dans notre compréhension et modélisation des étoiles naines blanches magnétiques. Nous prenons en compte d'un très grand nombre de phénomènes physiques, mais il reste beaucoup encore à considérer afin d'établir un modèle encore meilleur.

Nos modèles ne considèrent pas, pour le moment, l'effet du champ magnétique sur la structure en pression et température de l'atmosphère des étoiles. Puisqu'il nous est possible de reproduire assez fidèlement le spectre de près de 200 étoiles (Chapitre 2) avec cette approximation, il semble approprié de croire que cet effet n'est pas majeur. Des simulations magnétohydrodynamiques de Tremblay et al. (2015) ont avancé que la présence de champs magnétiques de plus de 50 kG inhibe complètement la convection dans la photosphère des étoiles. Ce phénomène n'a cependant pas été reproduit par plusieurs études (Hardy, 2017; Lecavalier-Hurtubise & Bergeron, 2017), et est encore débattu dans la littérature. Une amélioration possible à nos modèles serait donc de traiter l'effet du champ magnétique dans le calcul de la structure, afin que le calcul des spectres synthétiques (transfert radiatif) soit effectué de manière cohérente.

Dans le cas des étoiles naines blanches non magnétiques, la gravité de surface peut être déterminée à partir du profil des raies d'absorption (Bergeron et al., 1992). Pour de très faibles champs magnétiques, cette méthode peut être utilisée, mais lorsque l'intensité devient plus grande, le champ magnétique vient perturber les profils de raies. La théorie actuelle de l'effet Stark<sup>1</sup> sur l'élargissement des raies ne tient pas compte de la présence des champs électrique et magnétique en même temps. Une étude est en cours (Tremblay et al., 2020a) afin d'améliorer la théorie actuelle de l'effet Stark sur les profils de raies d'hélium, et pourrait être modifiée pour inclure à la fois les effets du champ électrique et magnétique, pour une première fois. Heureusement, il est possible d'extraire la masse des étoiles grâce aux données de parallaxes de Gaia (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018, 2021), qui concorde avec les quelques mesures obtenues à partir d'études spectroscopiques (Ferrario et al., 2020), nous permettant de mieux contraindre la théorie de l'effet Stark.

---

<sup>1</sup>Effet d'un champ électrique externe sur les raies spectrales d'atomes et molécules, analogue à l'effet Zeeman avec le champ magnétique

Il a été démontré que certaines bandes d'absorption présentes dans les étoiles naines blanches fortement magnétiques pourraient être dues à de l'absorption cyclotron (Martin & Wickramasinghe, 1979). Un effet similaire sur le continu du spectre est aussi suggéré. Les auteurs avancent que cet effet pourrait expliquer des bandes d'absorption dans le spectre d'étoiles telles que GD 229 (J2012+3113, Chapitre 3) et Grw+70°8247 (Kuiper, 1934, la première MWD découverte). L'effet cyclotron serait aussi détectable dans la polarisation de l'étoile, particulièrement la polarisation circulaire. Nos modèles ne tiennent pas compte présentement de l'effet cyclotron pour les raies spectrales ou le continu du spectre, et seront un ajout pertinent pour le futur.

Nous avons ici modélisé la géométrie des champs magnétiques comme des dipôles inclinés et décalés. Ce modèle étant relativement simple pose certaines limitations quant à la distribution d'intensité de champ à la surface de l'étoile. Euchner et al. (2005) ont remarqué ce problème et ont modélisé le champ d'une étoile à l'aide d'une géométrie quadripolaire. Il serait pertinent, dans le futur, de tenter de modéliser les étoiles dont la solution obtenue dans les Chapitres 2 et 3 n'est pas satisfaisante avec une géométrie plus complexe qu'un dipôle.

Il a été observé par le passé que la rotation peut avoir un effet sur le spectre observé d'une étoile (RE J0317-853, Burleigh et al., 1999). Les auteurs ont obtenu des observations à plusieurs phases de rotation de l'étoile, montrant que le spectre changeait dans le temps (*time-resolved spectroscopy*, ou spectroscopie résolue dans le temps). Il a été possible de modéliser l'ensemble de ces spectres grâce à une seule géométrie en rotation, chaque spectre représenté par une orientation de l'étoile. D'autres efforts sont aussi mis en place pour étudier la rotation des étoiles magnétiques (Kilic et al., 2021; Williams et al., 2022). Dans nos études cependant, les spectres utilisés proviennent majoritairement de SDSS et sont donc intégrés sur un temps couvrant une fraction significative de la (possible) période de rotation des étoiles. Il serait donc intéressant d'obtenir de la spectroscopie résolue dans le temps (donc à plusieurs phases de rotation) des étoiles dont notre solution synthétique ne correspond pas parfaitement aux observations actuelles, dans un travail futur.

Nous avons mentionné plus haut que des mesures de polarimétrie permettraient d'observer l'effet cyclotron dans les étoiles magnétiques. Il en est de même pour la détection d'un champ magnétique très faible, qui ne cause pas de séparation Zeeman visible dans

le spectre, sauf à très haute résolution. C'est ce qui est utilisé par la technique présentée par Landstreet et al. (2015), où les auteurs avancent pouvoir mesurer des champs magnétiques d'une intensité aussi faible que quelques centaines de gauss. Nos modèles étant présentement aptes à calculer la polarisation des étoiles, il ne manque que les observations de polarimétrie pour pouvoir utiliser une technique similaire pour caractériser les champs magnétiques plus faibles.

Notre compréhension des étoiles naines blanches magnétiques ne cesse de s'améliorer. En nous basant sur les travaux de plusieurs études passées, nous avons poussé encore plus loin le développement des outils de modélisation. Il reste cependant de nombreuses questions encore ouvertes que les études futures tenteront de répondre en se servant de cette thèse comme première base. Les restrictions technologiques observationnelles et computationnelles qui nous limitent aujourd'hui seront dépassées demain, et ces questions encore sans réponse deviendront chose du passé bien rapidement.

## BIBLIOGRAPHIE

- Achilleos, N., & Wickramasinghe, D. T. 1989, *ApJ*, 346, 444
- Achilleos, N., Wickramasinghe, D. T., Liebert, J., Saffer, R. A., & Grauer, A. D. 1992, *ApJ*, 396, 273
- Adams, W. S., & Seahes, F. H. 1938, *Mount Wilson Observatory Annual Report*, 10, 28
- Angel, J. R. P., Carswell, R. F., Strittmatter, P. A., Beaver, E. A., & Harms, R. 1974, *ApJ*, 194, L47
- Angel, J. R. P., & Landstreet, J. D. 1970, *ApJ*, 160, L147
- . 1971, *ApJ*, 164, L15
- Angel, J. R. P., Liebert, J., & Stockman, H. S. 1985, *ApJ*, 292, 260
- Aurière, M., Wade, G. A., Lignières, F., et al. 2010, *A&A*, 523, A40
- Babcock, H. W. 1947, *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, 727, 1
- . 1958, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 3, 141
- . 1960, *ApJ*, 132, 521
- Bagnulo, S., & Landstreet, J. D. 2021, *MNRAS*, 507, 5902
- . 2022, *ApJ*, 935, L12
- Becken, W., & Schmelcher, P. 2000, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 33, 545
- Becken, W., Schmelcher, P., & Diakonov, F. K. 1999, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 32, 1557
- Bergeron, P., Dufour, P., Fontaine, G., et al. 2019, *ApJ*, 876, 67
- Bergeron, P., Leggett, S. K., & Ruiz, M. T. 2001, *ApJS*, 133, 413

- Bergeron, P., Ruiz, M. T., & Leggett, S. K. 1997, *ApJS*, 108, 339
- Bergeron, P., Saffer, R. A., & Liebert, J. 1992, *ApJ*, 394, 228
- Bergeron, P., Wesemael, F., Dufour, P., et al. 2011, *ApJ*, 737, 28
- Blackett, P. M. S. 1947, *Nature*, 159, 658
- Briggs, G. P., Ferrario, L., Tout, C. A., Wickramasinghe, D. T., & Hurley, J. R. 2015, *MNRAS*, 447, 1713
- Burleigh, M. R., Jordan, S., & Schweizer, W. 1999, *ApJ*, 510, L37
- Carroll, B., & Ostlie, D. 2007, *An introduction to modern astrophysics* (San Francisco : Pearson Addison-Wesley)
- Chambers, K. C., Magnier, E. A., Metcalfe, N., et al. 2016, *ArXiv e-prints*, arXiv :1612.05560
- Coutu, S., Dufour, P., Bergeron, P., et al. 2019, *ApJ*, 885, 74
- Dennihy, E., Xu, S., Lai, S., et al. 2020, *ApJ*, 905, 5
- Donati, J. F., & Landstreet, J. D. 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47, 333
- Dufour, P., Bergeron, P., Schmidt, G. D., et al. 2006, *ApJ*, 651, 1112
- Dufour, P., Blouin, S., Coutu, S., et al. 2017, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 509, 20th European White Dwarf Workshop, ed. P. E. Tremblay, B. Gaensicke, & T. Marsh, 3
- Dufour, P., Fontaine, G., Liebert, J., Schmidt, G. D., & Behara, N. 2008, *ApJ*, 683, 978
- Dufour, P., Kilic, M., Fontaine, G., et al. 2010, *ApJ*, 719, 803
- Euchner, F., Jordan, S., Beuermann, K., Gänsicke, B. T., & Hessman, F. V. 2002, *A&A*, 390, 633

- Euchner, F., Reinsch, K., Jordan, S., Beuermann, K., & Gänsicke, B. T. 2005, *A&A*, 442, 651
- Ferrario, L., de Martino, D., & Gänsicke, B. T. 2015a, *Space Sci. Rev.*, 191, 111
- Ferrario, L., Melatos, A., & Zrake, J. 2015b, *Space Sci. Rev.*, 191, 77
- Ferrario, L., Wickramasinghe, D., & Kawka, A. 2020, *Advances in Space Research*, 66, 1025
- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 113, 409
- Forster, H., Strupat, W., Rosner, W., et al. 1984, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 17, 1301
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, *A&A*, 595, A1
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- . 2021, *A&A*, 649, A1
- Gänsicke, B. T., Euchner, F., & Jordan, S. 2002, *A&A*, 394, 957
- Genest-Beaulieu, C., & Bergeron, P. 2019, *ApJ*, 871, 169
- Gentile Fusillo, N. P., Tremblay, P. E., Jordan, S., et al. 2018a, *MNRAS*, 473, 3693
- Gentile Fusillo, N. P., Tremblay, P.-E., Gänsicke, B. T., et al. 2018b, *ArXiv e-prints*, arXiv :1807.03315
- Giammichele, N., Bergeron, P., & Dufour, P. 2012, *ApJS*, 199, 29
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Ruiz, M. T. 2011, *ApJ*, 743, 138
- Griffiths, D. 2005, *Introduction to quantum mechanics*, 2nd edn. (Pearson Prentice Hall)
- . 2013, *Introduction to electrodynamics*, 4th edn. (Boston : Pearson)
- Hale, G. E. 1908, *ApJ*, 28, 315

- Hardy, F. 2017, Master's thesis, Université de Montréal
- Hardy, F., Dufour, P., & Jordan, S. 2022a, in preparation
- . 2022b, in preparation
- Hollands, M. A., Gänsicke, B. T., & Koester, D. 2015, *MNRAS*, 450, 681
- Isern, J., García-Berro, E., Külebi, B., & Lorén-Aguilar, P. 2017, *ApJ*, 836, L28
- Izzard, R. G., Hall, P. D., Tauris, T. M., & Tout, C. A. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 283, *IAU Symposium*, 95–102
- Jordan, S. 1992, *A&A*, 265, 570
- Jordan, S., O'Connell, R. F., & Koester, D. 1991, *A&A*, 242, 206
- Jordan, S., Schmelcher, P., & Becken, W. 2001, *A&A*, 376, 614
- Jordan, S., Schmelcher, P., Becken, W., & Schweizer, W. 1998, *A&A*, 336, L33
- Jordan, S., & Schmidt, H. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 288, *Stellar Atmosphere Modeling*, ed. I. Hubeny, D. Mihalas, & K. Werner, 625
- Kawka, A., Vennes, S., Ferrario, L., & Paunzen, E. 2019, *MNRAS*, 482, 5201
- Kawka, A., Vennes, S., Schmidt, G. D., Wickramasinghe, D. T., & Koch, R. 2007, *ApJ*, 654, 499
- Kemic, S. B. 1974, *ApJ*, 193, 213
- . 1975, *Ap&SS*, 36, 459
- Kemp, J. C., Swedlund, J. B., Landstreet, J. D., & Angel, J. R. P. 1970, *ApJ*, 161, L77
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Jordan, S., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 2934
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 4078
- . 2016, *MNRAS*, 455, 3413

- . 2019, MNRAS, 486, 2169
- Kilic, M., Bergeron, P., Kosakowski, A., et al. 2020, ApJ, 898, 84
- Kilic, M., Kosakowski, A., Moss, A. G., Bergeron, P., & Conly, A. A. 2021, ApJ, 923, L6
- Kilic, M., Rolland, B., Bergeron, P., et al. 2019, MNRAS, 489, 3648
- Kilkenny, D., Koen, C., O’Donoghue, D., & Stobie, R. S. 1997, MNRAS, 285, 640
- Kleinman, S. J., Harris, H. C., Eisenstein, D. J., et al. 2004, ApJ, 607, 426
- Kleinman, S. J., Kepler, S. O., Koester, D., et al. 2013, ApJS, 204, 5
- Kuiper, G. P. 1934, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 46, 287
- Külebi, B., Jordan, S., Euchner, F., Gänsicke, B. T., & Hirsch, H. 2009, A&A, 506, 1341
- Landi Degl’Innocenti, E., & Landolfi, M., eds. 2004, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 307, Polarization in Spectral Lines
- Landstreet, J. D. 2009, in EAS Publications Series, Vol. 39, EAS Publications Series, ed. C. Neiner & J.-P. Zahn, 1–20
- Landstreet, J. D., & Angel, J. R. P. 1971, ApJ, 165, L67
- Landstreet, J. D., Bagnulo, S., Valyavin, G. G., et al. 2012, A&A, 545, A30
- . 2015, A&A, 580, A120
- Lecavalier-Hurtubise, É., & Bergeron, P. 2017, in 20th European White Dwarf Workshop, ed. P. E. Tremblay, B. Gänsicke, & T. Marsh, Vol. 509, 169
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2003, AJ, 125, 348
- Limoges, M. M., Bergeron, P., & Lépine, S. 2015, ApJS, 219, 19
- Limoges, M. M., Lépine, S., & Bergeron, P. 2013, AJ, 145, 136
- Los Alamos National Laboratory, Los Alamos National Security and LLC, & U.S. Department of Energy. 2012, Strongest non-destructive magnetic field : world record set at 100-tesla level



- Martin, B., & Wickramasinghe, D. T. 1979, MNRAS, 189, 69
- Preston, G. W. 1970, ApJ, 160, L143
- Putney, A. 1997, ApJS, 112, 527
- Reid, I. N., Liebert, J., & Schmidt, G. D. 2001, ApJ, 550, L61
- Reimers, D., Jordan, S., Beckmann, V., Christlieb, N., & Wisotzki, L. 1998, A&A, 337, L13
- Reimers, D., Jordan, S., Koehler, T., & Wisotzki, L. 1994, A&A, 285, 995
- Richer, H. B., Kerr, R., Heyl, J., et al. 2019, ApJ, 880, 75
- Robinson, E. L. 1976, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 14, 119
- Rogers, L., Bonsor, A., Xu, S., et al. 2022, submitted
- Rolland, B., & Bergeron, P. 2015, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 493, 19th European Workshop on White Dwarfs, ed. P. Dufour, P. Bergeron, & G. Fontaine, 53
- Schlafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, ApJ, 737, 103
- Schmidt, G. D., Liebert, J., Harris, H. C., Dahn, C. C., & Leggett, S. K. 1999, ApJ, 512, 916
- Schmidt, G. D., & Smith, P. S. 1995, ApJ, 448, 305
- Schmidt, G. D., Vennes, S., Wickramasinghe, D. T., & Ferrario, L. 2001, MNRAS, 328, 203
- Schmidt, G. D., Harris, H. C., Liebert, J., et al. 2003, ApJ, 595, 1101
- Schreiber, M. R., Belloni, D., Gänsicke, B. T., Parsons, S. G., & Zorotovic, M. 2021, Nature Astronomy, 5, 648
- Steffen, M. 1990, A&A, 239, 443

- Stopkowicz, S., Gauss, J., Lange, K. K., Tellgren, E. I., & Helgaker, T. 2015, *The Journal of Chemical Physics*, 143, 074110
- Storn, R., & Price, K. 1997, *Journal of global optimization*, 11, 341
- Swedlund, J. B., Wolstencroft, R. D., Michalsky, Joseph J., J., & Kemp, J. C. 1974, *ApJ*, 187, L121
- Tout, C. A., Wickramasinghe, D. T., & Ferrario, L. 2004, *MNRAS*, 355, L13
- Tout, C. A., Wickramasinghe, D. T., Liebert, J., Ferrario, L., & Pringle, J. E. 2008, *MNRAS*, 387, 897
- Tremblay, P., Beauchamp, A., & Bergeron, P. 2020a, *ApJ*, 901, 104
- Tremblay, P. E., Fontaine, G., Freytag, B., et al. 2015, *ApJ*, 812, 19
- Tremblay, P. E., Hollands, M. A., Gentile Fusillo, N. P., et al. 2020b, *MNRAS*, 497, 130
- Unno, W. 1956, *PASJ*, 8, 108
- Vanlandingham, K. M., Schmidt, G. D., Eisenstein, D. J., et al. 2005, *AJ*, 130, 734
- Vennes, S., Kawka, A., Ferrario, L., & Paunzen, E. 2018, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 48, 307
- Vornanen, T., Berdyugina, S. V., & Berdyugin, A. 2013, *A&A*, 557, A38
- Vornanen, T., Berdyugina, S. V., Berdyugin, A. V., & Piirola, V. 2010, *ApJ*, 720, L52
- Wesemael, F., Liebert, J., Schmidt, G. D., et al. 2001, *ApJ*, 554, 1118
- Wickramasinghe, D. T., & Ferrario, L. 2000, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112, 873
- . 2005, *MNRAS*, 356, 1576
- Wickramasinghe, D. T., & Martin, B. 1979, *MNRAS*, 188, 165
- Wickramasinghe, D. T., Schmidt, G., Ferrario, L., & Vennes, S. 2002, *MNRAS*, 332, 29

- Williams, K., Hermes, J. J., & Vanderbosch, Z. P. 2022, in preparation
- Williams, K. A., Winget, D. E., Montgomery, M. H., et al. 2013, *ApJ*, 769, 123
- Winget, D. E., Nather, R. E., Clemens, J. C., et al. 1994, *ApJ*, 430, 839
- Wisotzki, L., Wamstecker, W., & Reimers, D. L. 1991, *A&A*, 247, L17
- Wunner, G., Roesner, W., Herold, H., & Ruder, H. 1985, *A&A*, 149, 102
- Wunner, G., Schweizer, W., & Ruder, H. 1989, in *Hydrogen Atom Symposium*, 300–310
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, John E., J., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579

## Annexe A

### Tables et Figures supplémentaires du Chapitre 2

TABLE A.I : Object Names and Coordinates

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0002−4310	4994877094997259264	LAWD 96	0.54831	−43.16834
J0003−0153	2448780654695945728	SDSS J000321.59−015310.8	0.84005	−1.88640
J0005+1934	2798285095877328512	SDSS J000528.70+193457.4	1.36971	19.58270
J0006+0755	2746037712074342784	SDSS J000603.80+075514.4	1.51576	7.92059
J0007+2407	2849716401534278784	SDSS J000701.59+240744.7	1.75682	24.12903
J0010+2429	2849087274724833408	SDSS J001050.27+242946.6	2.70947	24.49616
J0010+2451	2850233721754720896	SDSS J001034.95+245131.2	2.64549	24.85856
J0012+5025	395234439752169344	GJ 1004	3.05832	50.42005
J0014−1311	2418116963320446720	GJ 3016	3.55088	−13.18671
J0016+2350	2849169050901523072	SDSS J001616.50+235040.2	4.06876	23.84449
J0021+1502	2792315366213367296	SDSS J002128.59+150223.8	5.36923	15.03963
J0040+0702	2557135773267479424	SDSS J004011.49+070255.7	10.04790	7.04880
J0040+2438	2806537411679838976	SDSS J004038.90+243852.8	10.16214	24.64798
J0042+2358	2803444588550040448	SDSS J004254.24+235831.3	10.72608	23.97536
J0054+1202	2774977549607430528	PHL 886	13.57627	12.03342
J0101−0411	2525337076653338240	GD 9	15.25968	−4.18613
J0103+1511	2777517245373757824	SDSS J010311.34+151110.0	15.79729	15.18614
J0104+1459	2777498553676004736	SDSS J010405.12+145907.2	16.02132	14.98505
J0109+1800	2785085218267094784	SDSS J010952.81+180000.5	17.47006	18.00003
J0111+1410	2590989117810901120	[BGK2006] J011130.67+141049.7	17.87779	14.18040
J0112+2653	306921489708694912	SDSS J011256.83+265313.4	18.23686	26.88704
J0114+1607	2783824250228883456	SDSS J011423.35+160727.5	18.59728	16.12428
J0117+2422	294036523396554112	SDSS J011739.82+242236.3	19.41600	24.37671
J0117+3035	310263592740515584	SDSS J011708.71+303547.7	19.28629	30.59653
J0121+3210	316660791909483904	SDSS J012115.45+321010.0	20.31439	32.16953
J0121+3932	371598302707808000	SDSS J012105.53+393239.6	20.27306	39.54434

*Table A.I continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0122+0827	2578511413182367744	SDSS J012215.76+082712.8	20.56582	8.45352
J0125−1013	2470843455019468416	SDSS J012516.70−101313.9	21.31962	−10.22053
J0126+1934	2786290283011651712	SDSS J012646.78+193454.5	21.69502	19.58180
J0137+2351	291652468654641024	SDSS J013742.54+235138.3	24.42726	23.86059
J0138+2523	292454841560140032	PG 0136+251	24.72099	25.38940
J0143+1437	2588273117931959168	SDSS J014354.00+143746.0	25.97502	14.62950
J0143−1015	2463936769649897472	SDSS J014307.12−101523.8	25.77974	−10.25642
J0148−0048	2509104161858231552	SDSS J014823.30−004807.5	27.09714	−0.80210
J0203+2205	97582241081363712	SDSS J020316.65+220527.2	30.81949	22.09081
J0205+0030	2507984652863078400	SDSS J020514.53+003100.3	31.31064	0.51661
J0207+2238	100719903669705600	SDSS J020700.16+223848.9	31.75077	22.64694
J0211+0031	2507283744264600192	WD 0208+002	32.81856	0.52445
J0211+0722	2521131650835365120	SDSS J021107.71+072235.4	32.78221	7.37649
J0211+2115	99498964725981440	2MASS J02114816+2115491	32.95130	21.26328
J0212+0644	2521035817229538688	PB 6737	33.02212	6.73910
J0213+0530	2519862844481638528	SDSS J021338.52+053023.4	33.41051	5.50624
J0218+0355	2514958747743590144	SDSS J021818.18+035525.3	34.57573	3.92368
J0230+2508	102390302349905024	SDSS J023035.63+250831.6	37.64871	25.14191
J0231+2648	127338977098826496	SDSS J023157.00+264837.5	37.98756	26.81034
J0234+2648	127373577355161984	SDSS J023420.62+264801.6	38.58594	26.80045
J0235+2416	102046155210274560	SDSS J023542.73+241653.8	38.92807	24.28155
J0242+2916	129560166680749952	SDSS J024241.67+291608.3	40.67367	29.26896
J0249+3327	139669072291373696	SDSS J024903.02+332737.1	42.26256	33.46026
J0250+3414	139837366290146432	SDSS J025016.66+341426.8	42.56943	34.24075
J0257+5103	440396914222763264	KPD 0253+5052	44.34168	51.06214
J0259+0811	8578256576520320	EGGR 476	44.99853	8.19868
J0301+0539	6872772307840512	SDSS J030107.57+053957.0	45.28151	5.66577
J0304−0025	3266337781252698880	WD 0301−006	46.03077	−0.42834
J0305+0502	3819840833880704	SDSS J030522.15+050213.3	46.34230	5.03698
J0305+3707	139423576256627584	SDSS J030550.35+370759.2	46.45977	37.13313
J0307+3628	138958134945485184	SDSS J030725.78+362825.9	46.85746	36.47377

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0310+0451	3942127143088128	SDSS J031058.73+045130.1	47.74478	4.85839
J0318+4226	239717998989931136	SDSS J031824.20+422650.9	49.60098	42.44741
J0319+4103	239300974845345664	SDSS J031929.02+410316.9	49.87091	41.05463
J0326+0403	3275317320918274944	SDSS J032658.76+040308.2	51.74498	4.05196
J0326+0521	3275755819899175936	SDSS J032628.17+052136.3	51.61741	5.36004
J0331+0045	3264649412428917376	WD 0329+005	52.94050	0.75470
J0333+0007	3264551560189562112	WD 0330−000	53.33525	0.12237
J0340−0635	3244183790184727936	SDSS J034046.43−063528.0	55.19346	−6.59107
J0343−0044	3251533926632805120	SDSS J034323.25−004410.2	55.84688	−0.73619
J0343−0641	3244357341222727168	WD 0340−068	55.78407	−6.69099
J0344−0514	3244790651883847168	SDSS J034420.66−051444.6	56.08608	−5.24570
J0345+0034	3269671637947408128	WD 0342+004	56.29607	0.57883
J0346+0948	3302650084770597760	SDSS J034630.98+094827.5	56.62931	9.80745
J0347+1000	3302679909023476096	SDSS J034748.58+100048.6	56.95243	10.01344
J0350+0858	3302347027581060864	SDSS J035010.32+085829.2	57.54303	8.97476
J0357−0439	3245786671979697024	SDSS J035738.13−043954.4	59.40904	−4.66513
J0419−0934	3191738120628213760	LP 714−52	64.83730	−9.57521
J0442+1203	3295875993630625664	SDSS J044254.59+120329.9	70.72746	12.05826
J0443+1131	3294294788534366336	SDSS J044329.34+113154.8	70.87225	11.53186
J0445−0525	3200460782593500160	SDSS J044512.39−052524.5	71.30164	−5.42351
J0446+1015	3293223142655086720	SDSS J044641.49+101511.0	71.67288	10.25297
J0452+2519	153229044254825728	GALEX J045219.3+251935	73.08070	25.32564
J0505−1722	2982808337003815040	GJ 3329	76.46935	−17.37589
J0515+2839	3422405214775411840	2MASS J05155350+2839169	78.97394	28.65423
J0534+6254	286502978963267968	SDSS J053400.84+625419.8	83.50353	62.90554
J0535+0016	3220896408787293824	SDSS J053507.04+001617.2	83.77934	0.27139
J0537+6759	481698110012697728	Gaia DR2 481698110012697728	84.31182	67.99710
J0556+0521	3320184202856027776	V* V1201 Ori	89.10610	5.36342
J0601+3726	3456777730670779776	PM J06019+3726	90.49468	37.43346
J0604+6413	1008208457083941888	SDSS J060442.49+641357.1	91.17706	64.23248
J0632+5559	995112350178946048	Gaia DR2 995112350178946048	98.14944	55.98380

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0641+4744	966561537900256512	GD 77	100.30332	47.73806
J0645+2803	3386204893943003136	SDSS J064532.74+280330.5	101.38642	28.05843
J0648+8403	1149683305424619520	SDSS J064828.76+840340.9	102.11972	84.06126
J0649+7521	1115546944012493696	Gaia DR2 1115546944012493696	102.36220	75.35688
J0651+6242	1100089318058003328	PM J06513+6242	102.84537	62.71456
J0714+4012	948379837528696320	SDSS J071410.26+401219.5	108.54277	40.20538
J0716+3935	948104306786401664	SDSS J071632.91+393553.7	109.13716	39.59825
J0725+3214	892902226002248448	SDSS J072540.82+321402.1	111.42009	32.23389
J0727+4036	900558331625377024	SDSS J072724.66+403622.0	111.85282	40.60580
J0730+3627	898573713137494784	SDSS J073001.65+362713.1	112.50692	36.45357
J0731+3531	895445980512796416	SDSS J073135.37+353108.6	112.89738	35.51902
J0732+1642	3169153597742027520	SDSS J073249.55+164205.5	113.20644	16.70154
J0732+3646	898629307193262976	SDSS J073237.68+364628.9	113.15697	36.77457
J0733+6409	1089400763661597440	GJ 1098	113.37909	64.15651
J0735+6526	1089770092196067712	SDSS J073546.51+652656.0	113.94378	65.44883
J0736+4033	924374548053164800	SDSS J073615.93+403335.2	114.06623	40.55966
J0738+2236	867032401028023680	SDSS J073858.45+223608.3	114.74361	22.60231
J0742+2328	867185649757179520	SDSS J074224.66+232804.1	115.60267	23.46777
J0742+3157	880354496226790400	SDSS J074213.37+315703.2	115.55557	31.95081
J0746+1538	3164903950940416000	SDSS J074640.54+153831.8	116.66890	15.64218
J0746+2818	875378381478425472	SDSS J074651.79+281817.2	116.71585	28.30478
J0748+3025	879036662822100224	SDSS J074853.07+302543.5	117.22111	30.42870
J0749+1545	666900157830877312	SDSS J074907.49+154534.0	117.28118	15.75948
J0749+1713	667924932731149312	SDSS J074924.91+171355.3	117.35379	17.23202
J0750+2220	674672635590813568	SDSS J075036.55+222021.5	117.65227	22.33930
J0752+1725	668251556403678592	SDSS J075234.95+172524.9	118.14549	17.42348
J0752+2831	875526407526791552	SDSS J075245.77+283141.2	118.19073	28.52809
J0756+1427	654484193355487872	SDSS J075604.59+142746.0	119.01909	14.46278
J0757+0855	3146973802509252352	SDSS J075704.00+085520.1	119.26666	8.92222
J0758+1214	3151260351669028992	SDSS J075816.64+121428.7	119.56930	12.24124
J0758+1439	654573837912653312	SDSS J075813.39+143902.7	119.55574	14.65075

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0758+3544	906772187229375104	SDSS J075819.57+354443.7	119.58130	35.74525
J0800+0655	3144237908341731712	SDSS J080042.47+065542.1	120.17677	6.92838
J0800+8327	1149262467348564736	SDSS J080014.57+832724.7	120.06096	83.45689
J0801+0643	3144219182284172928	SDSS J080132.78+064349.7	120.38655	6.73047
J0802+1530	655029070086144000	SDSS J080210.39+153033.8	120.54322	15.50940
J0803+1229	653051877600013312	SDSS J080359.93+122943.9	120.99977	12.49552
J0804+1827	669216553952163072	SDSS J080440.35+182731.0	121.16810	18.45855
J0805+2153	677023086508876032	SDSS J080502.29+215320.5	121.25953	21.88903
J0806+0756	3145908753701428992	SDSS J080638.51+075647.6	121.66042	7.94652
J0806−0754	3039644906246154880	SDSS J080620.12−075457.2	121.58390	−7.91590
J0807+1355	653680622153400320	SDSS J080703.25+135537.9	121.76354	13.92718
J0807+3938	909125451350925952	SDSS J080743.33+393829.2	121.93051	39.64138
J0809+0624	3097381876726814464	SDSS J080905.98+062441.8	122.27486	6.41166
J0809+1741	656929820749217408	SDSS J080944.92+174159.8	122.43715	17.69995
J0809+3730	908614796918974720	SDSS J080938.10+373053.8	122.40871	37.51488
J0812+1317	650594434751012096	SDSS J081216.24+131708.2	123.06769	13.28564
J0812+1825	657357457756945536	SDSS J081207.04+182556.3	123.02932	18.43231
J0812+5039	935168999161996928	SDSS J081222.45+503955.7	123.09348	50.66548
J0813+2237	677312666087549568	SDSS J081354.17+223713.6	123.47568	22.62043
J0813+2621	682698555077217408	SDSS J081310.02+262157.4	123.29175	26.36596
J0814+5037	935123953544910080	SDSS J081422.75+503749.3	123.59471	50.63036
J0814−0052	3071337985318258432	SDSS J081400.57−005215.7	123.50236	−0.87104
J0815+0843	3098350855708212096	SDSS J081523.35+084346.4	123.84730	8.72954
J0816+0412	3091630468840750592	SDSS J081648.70+041223.5	124.20294	4.20652
J0816+5226	1031451273901574144	SDSS J081632.26+522645.3	124.13440	52.44569
J0817+1543	655520036387776000	SDSS J081748.55+154341.2	124.45226	15.72807
J0817+2008	675590693439332096	SDSS J081716.39+200834.8	124.31824	20.14299
J0819+3731	908060853512404992	GD 90	124.94260	37.52398
J0821+1944	663590623534010880	SDSS J082107.35+194433.7	125.28061	19.74266
J0822+1201	649304840753259520	SDSS J082247.60+120146.8	125.69833	12.02964
J0823+4013	914570679607837056	SDSS J082339.74+401315.7	125.91559	40.22107

**Table A.I** *continued on next page*



**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0824+1315	651113262502915200	SDSS J082447.49+131543.3	126.19785	13.26201
J0828+1817	662256984649238144	SDSS J082817.61+181752.6	127.07336	18.29792
J0828+2934	707927948887371392	SDSS J082835.82+293448.7	127.14912	29.58011
J0829+1009	600053870950091648	SDSS J082939.25+100937.7	127.41352	10.16046
J0830+1858	662693834362748416	SDSS J083020.36+185814.6	127.58478	18.97070
J0830+5057	1028123052204089472	SDSS J083047.22+505734.2	127.69678	50.95952
J0832−0428	3065700102007796480	SDSS J083234.11−042813.8	128.14202	−4.47053
J0833+2348	678395032205683456	SDSS J083310.57+234812.7	128.29419	23.80351
J0834+1317	603284300536234240	SDSS J083420.29+131759.5	128.58449	13.29981
J0834+1605	657939786602499584	SDSS J083446.62+160510.3	128.69421	16.08616
J0834+2525	702848548764431616	SDSS J083412.80+252544.9	128.55337	25.42902
J0834+3049	709600306073392000	SDSS J083446.91+304959.2	128.69546	30.83301
J0834+8210	1145530797899525376	SDSS J083448.63+821059.1	128.70250	82.18306
J0836+1034	601361151619671296	SDSS J083656.62+103452.1	129.23591	10.58112
J0836+1548	657870899622031104	SDSS J083627.35+154850.3	129.11392	15.81394
J0836+4420	917012626214193024	SDSS J083649.81+442013.1	129.20752	44.33696
J0837+1544	657855192926716672	SDSS J083701.89+154454.7	129.25785	15.74847
J0838+0925	596721006392718464	SDSS J083801.81+092548.3	129.50757	9.43007
J0839+2000	664325543977630464	EGGR 59	129.93973	20.00434
J0839+2121	664751982690734592	SDSS J083918.12+212143.8	129.82547	21.36215
J0840+0942	598241871491592704	SDSS J084011.37+094244.9	130.04721	9.71246
J0840+1257	603074981009914624	SDSS J084039.37+125706.3	130.16402	12.95180
J0840+2712	703440468274308224	SDSS J084008.50+271242.7	130.03531	27.21181
J0841+0223	3079104660578372480	SDSS J084155.73+022350.5	130.48229	2.39710
J0841+1549	657726721864480000	SDSS J084111.34+154921.0	130.29724	15.82249
J0842+1018	598361855698052608	SDSS J084233.37+101806.4	130.63905	10.30177
J0842+1539	657714730316051712	[VV2010] J084201.4+153942	130.50588	15.66164
J0843+0628	595068715293596288	SDSS J084324.14+062842.2	130.85056	6.47836
J0845+1124	601839610976284416	SDSS J084510.23+112405.6	131.29254	11.40149
J0845+1500	609578695367162880	SDSS J084522.95+150020.4	131.34559	15.00564
J0845+3129	706890697105635584	SDSS J084541.13+312936.6	131.42123	31.49339

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0845+6117	1042071701528617728	Gaia DR2 1042071701528617728	131.32034	61.28440
J0847+4842	1015028491488955776	WD 0843+488	131.81741	48.70567
J0848+2140	662002619505690624	SDSS J084845.66+214047.0	132.19024	21.67973
J0849+0037	3075454522492869376	SDSS J084906.22+003722.8	132.27575	0.62300
J0849+2247	689117813197151488	SDSS J084936.81+224755.0	132.40339	22.79860
J0849+2857	705246450482748288	SDSS J084929.10+285720.4	132.37099	28.95563
J0850+1505	609724552456587264	SDSS J085012.88+150501.3	132.55359	15.08360
J0851+1201	604972428842238080	CI* NGC 2682 MMJ 5440	132.77525	12.03266
J0851+1527	609830797063932672	SDSS J085153.79+152724.9	132.97406	15.45693
J0851+1952	660754983046182784	SDSS J085129.15+195205.5	132.87152	19.86798
J0851+3531	716949819750522624	SDSS J085130.57+353117.5	132.87764	35.52153
J0853+1804	659956497085671296	SDSS J085325.68+180428.3	133.35699	18.07453
J0855+1640	611482156153802240	WD 0853+169	133.84939	16.68303
J0855+2417	689730962728343424	SDSS J085544.29+241720.8	133.93446	24.28907
J0855+8249	1145937063150508800	SDSS J085550.67+824905.1	133.96111	82.81801
J0856+2534	691604221304319744	GALEX 2693902448450342235	134.20675	25.57799
J0858+1037	603803647981890688	SDSS J085820.01+103725.4	134.58334	10.62372
J0858+4126	912718071240545152	WD 0855+416	134.62809	41.44164
J0858+4715	1010995650340860160	US 2021	134.57262	47.25034
J0900+2045	684781270617966208	SDSS J090027.55+204559.5	135.11480	20.76655
J0901+0640	583700933293351296	SDSS J090139.03+064022.4	135.41243	6.67286
J0902+4549	1010544614351271680	WD 0858+460	135.52207	45.82082
J0903+2226	685513515298250752	SDSS J090341.84+222651.1	135.92437	22.44749
J0905+2057	685116381145959424	SDSS J090522.06+205736.3	136.34195	20.96003
J0905+2138	685228909289354624	SDSS J090554.64+213829.6	136.47761	21.64149
J0906+0807	584319855260594560	SDSS J090632.65+080715.9	136.63629	8.12082
J0907+3538	715168198596929792	SDSS J090746.83+353821.4	136.94500	35.63927
J0907+5559	1036392547879925632	SDSS J090754.17+555955.4	136.97585	55.99858
J0908+0105	3843594756068749440	SDSS J090855.40+010552.6	137.23073	1.09788
J0908+0921	591265023536420992	SDSS J090827.08+092100.2	137.11279	9.35005
J0909+0944	591304949552542336	SDSS J090945.19+094451.9	137.43827	9.74776

Table A.I *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0909+1938	636388602783552512	SDSS J090907.15+193840.6	137.27974	19.64458
J0909+2508	688563590617269632	SDSS J090937.95+250820.6	137.40803	25.13910
J0910+0815	590291955746064000	SDSS J091005.44+081512.2	137.52270	8.25333
J0910+2322	687142540558021120	SDSS J091002.83+232220.0	137.51180	23.37219
J0910+2501	688512635125215488	SDSS J091042.78+250136.6	137.67825	25.02683
J0911+2232	686829248463734272	SDSS J091132.80+223200.7	137.88661	22.53346
J0911+4202	816847116924091520	SDSS J091124.68+420255.8	137.85278	42.04891
J0912+1026	591730258689353600	SDSS J091239.64+102645.7	138.16511	10.44603
J0913+1141	593650826329812992	SDSS J091340.19+114112.4	138.41748	11.68674
J0913+1739	635059503679539072	SDSS J091305.88+173932.9	138.27462	17.65913
J0914+0544	580558842594128256	SDSS J091437.35+054453.2	138.65561	5.74815
J0915+2050	636900425446289920	SDSS J091526.58+205039.2	138.86071	20.84420
J0916+1248	593894608673835264	SDSS J091611.08+124808.1	139.04605	12.80219
J0916+2150	638521998938565248	SDSS J091629.56+215011.5	139.12292	21.83622
J0917+0112	3844197043627754624	SDSS J091716.88+011218.7	139.32031	1.20521
J0917+6014	1038638781412655872	SBSS 0913+604	139.32491	60.23531
J0918+0648	586662880179740672	SDSS J091825.03+064820.7	139.60429	6.80578
J0921+1301	594229753561550208	SDSS J092108.83+130111.7	140.28681	13.01991
J0922+0504	585488567401589248	NLTT 21580	140.55515	5.07711
J0923+2435	645501183356007168	SDSS J092355.98+243552.9	140.98318	24.59800
J0924+2318	639171672871712256	SDSS J092442.17+231855.4	141.17580	23.31541
J0924+3613	798681333703439872	PM J09249+3613	141.23152	36.21872
J0925+0113	3844068744364616576	WD 0922+014	141.36440	1.22454
J0928+2454	645576362463107840	SDSS J092827.78+245443.1	142.11567	24.91187
J0929+0135	3844422340431630592	SDSS J092926.43+013535.5	142.36009	1.59320
J0929+1554	619066965319037952	SDSS J092937.25+155419.5	142.40510	15.90537
J0930+2024	634734765496404096	SDSS J093059.16+202429.4	142.74647	20.40814
J0930−0126	3839626962201614208	SDSS J093054.57−012642.9	142.72730	−1.44525
J0931+3219	701023398118982016	SDSS J093126.14+321946.1	142.85890	32.32948
J0933+1022	589517899560523520	SDSS J093356.39+102215.6	143.48508	10.37077
J0934+2945	696350817298141952	SDSS J093415.97+294500.4	143.56651	29.75010

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0934+3927	812957835058551936	SDSS J093409.90+392759.3	143.54126	39.46649
J0934+5033	1018436320403748480	SDSS J093447.90+503312.2	143.69994	50.55332
J0935+0008	3840274467176110848	SDSS J093559.80+000828.8	143.99917	0.14142
J0935+4429	815134799361707392	US 736	143.75873	44.49456
J0936+1829	633022035618109056	SDSS J093613.94+182916.0	144.05805	18.48772
J0937+1021	589552499817065600	SDSS J093707.08+102148.7	144.27952	10.36351
J0937+2057	634700337038981248	SDSS J093726.27+205757.0	144.35946	20.96576
J0938+6156	1063083815411782528	SDSS J093813.84+615600.9	144.55767	61.93361
J0940+6314	1063406689576896256	SDSS J094026.71+631427.6	145.11106	63.24096
J0942+1838	621349620178145920	SDSS J094233.55+183848.7	145.63981	18.64681
J0942+2052	639900580361748736	SDSS J094235.01+205208.3	145.64591	20.86898
J0942+5213	1020176160115502464	SDSS J094210.12+521313.4	145.54175	52.22011
J0944+4539	821247465537145344	SDSS J094458.92+453901.2	146.24549	45.65031
J0944-0018	3828044221382810752	SDSS J094416.62-001855.5	146.06921	-0.31533
J0945+4226	819687499055488768	SDSS J094500.05+422626.4	146.25015	42.44058
J0948+2421	643183348419998336	PG 0945+246	147.19400	24.35672
J0949+4827	824978967483633792	SDSS J094946.85+482724.9	147.44516	48.45691
J0949+4956	826792788007960704	SDSS J094910.43+495619.5	147.29334	49.93876
J0957+1946	626950257532282624	SDSS J095738.55+194601.9	149.41059	19.76722
J0957-0123	3832778890255625472	SDSS J095717.73-012342.6	149.32388	-1.39520
J1000+3047	744177369790432640	SDSS J100018.24+304729.2	150.07595	30.79138
J1004+2238	629846680397009664	SDSS J100426.99+223810.6	151.11236	22.63619
J1006+1442	621515612073783936	SDSS J100645.00+144250.3	151.68736	14.71381
J1006+3033	745425074966126976	SDSS J100657.51+303338.0	151.73951	30.56049
J1006+4845	823634745798787328	SDSS J100657.97+484506.0	151.74149	48.75170
J1007+1237	3881621915471688832	SDSS J100715.55+123709.5	151.81478	12.61930
J1007+1623	621979502901486720	SDSS J100759.80+162349.6	151.99887	16.39706
J1007+2814	740393297440310912	SDSS J100727.33+281457.8	151.86386	28.24937
J1014+3657	754143965951349760	SDSS J101428.09+365724.4	153.61709	36.95664
J1014+5949	1046998647491769984	SDSS J101400.72+594933.4	153.50278	59.82575
J1015+0907	3876618892751168000	SDSS J101529.62+090703.8	153.87368	9.11767

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1015+4415	809051068383311616	SDSS J101507.34+441508.0	153.78035	44.25232
J1016+2816	741134505716418688	SDSS J101642.27+281610.2	154.17613	28.26946
J1018+0111	3832329434808415744	PG 1015+014	154.52091	1.18961
J1018+3033	742562844335742208	GALEX 2694887610868826308	154.64491	30.55845
J1020+3626	753840603821390848	Ton 1206	155.22531	36.44602
J1021−1034	3767515389014753152	WD 1018−103	155.32955	−10.58006
J1022+1446	3887568688534468608	SDSS J102230.52+144646.8	155.62714	14.77954
J1022+1949	624711273900724864	SDSS J102239.05+194904.3	155.66256	19.81782
J1022+2725	728800188571156992	SDSS J102220.69+272539.8	155.58617	27.42772
J1024+4107	804516437615053568	PB 222	156.21778	41.13134
J1025+2820	729373132915728768	SDSS J102535.40+282034.8	156.39737	28.34298
J1025+6229	1052185623659555456	SDSS J102553.68+622929.4	156.47351	62.49135
J1027+4351	829814963219706624	SDSS J102746.58+435156.3	156.94409	43.86561
J1028+1451	3888929097950924416	SDSS J102837.65+145101.8	157.15654	14.85051
J1029+1127	3882611201058534400	GJ 2080	157.28279	11.45403
J1033+2309	722446385752579840	V* GH Leo	158.45475	23.15446
J1034+0327	3856950175919062144	SDSS J103430.15+032736.3	158.62564	3.46003
J1034+3050	735736590819395968	SDSS J103403.99+305034.4	158.51653	30.84290
J1035+2126	721244821406496640	LSPM J1035+2126	158.88502	21.43379
J1036+1710	3889666492296255744	SDSS J103648.67+171045.2	159.20273	17.17923
J1041+0918	3869134379662293504	SDSS J104129.40+091801.6	160.37249	9.30039
J1041+0945	3870284090867881856	SDSS J104146.71+094548.0	160.44451	9.76335
J1041+4043	779573535302550912	SDSS J104136.44+404317.9	160.40200	40.72158
J1043−0125	3805707505225610112	2QZ J104324.5−012533	160.85219	−1.42568
J1044+0942	3869545356493075712	SDSS J104415.17+094256.4	161.06322	9.71566
J1047+3108	735194428507615360	SDSS J104721.36+310831.6	161.83904	31.14194
J1050+1433	3885121450528743296	SDSS J105055.04+143359.4	162.72924	14.56651
J1051+3211	736847441160442240	SDSS J105152.19+321135.2	162.96737	32.19308
J1054+5933	861346998199114240	SDSS J105404.39+593333.4	163.51779	59.55913
J1055+2111	3988212592756945152	LSPM J1055+2111	163.93660	21.18436
J1055+3604	762636726908403072	SDSS J105557.28+360413.6	163.98853	36.07037

Table A.I *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1056+6523	1058932914202484352	SDSS J105628.49+652313.4	164.11871	65.38705
J1057+0411	3815759279181364864	USNO–B1.0 0941–00188197	164.29027	4.19188
J1057+4801	831838889248699136	SDSS J105732.05+480126.0	164.38363	48.02388
J1058+3422	762236676473893632	SDSS J105835.00+342253.6	164.64584	34.38152
J1058+3724	775186071591153408	SDSS J105833.57+372401.4	164.63986	37.40028
J1058+5731	857201534421084928	SDSS J105826.34+573138.2	164.60984	57.52722
J1102+4005	777193882902747392	SDSS J110203.75+400558.0	165.51532	40.09949
J1103+0534	3816350369761141504	SDSS J110341.41+053448.7	165.92256	5.58018
J1107–1506	3563001617748265984	SDSS J110727.09–150625.1	166.86282	–15.10696
J1107–1607	3559496413333223936	SDSS J110752.87–160705.4	166.96998	–16.11815
J1110+6001	861044048386465664	SDSS J111010.50+600141.4	167.54340	60.02806
J1112+1857	3972130684717312000	SDSS J111245.76+185719.6	168.19061	18.95530
J1118+0952	3915154645001054976	SDSS J111812.67+095241.4	169.55279	9.87816
J1120+4004	764483391046588672	SDSS J112014.62+400422.6	170.06086	40.07286
J1120–1150	3565589661961508096	SDSS J112030.34–115051.1	170.12645	–11.84756
J1121+1039	3915674026806527616	SDSS J112148.80+103934.2	170.45312	10.65946
J1122+3223	757328563942257152	SDSS J112257.10+322327.7	170.73799	32.39108
J1123+0956	3915026861134449664	SDSS J112328.49+095619.3	170.86851	9.93869
J1124+2624	3994627448535805824	SDSS J112439.29+262422.8	171.16370	26.40630
J1126+0906	3914160793864337280	LSPM J1126+0906	171.52398	9.10793
J1128+2649	4018624633409588864	SDSS J112832.72+264900.4	172.13635	26.81673
J1128–0105	3796782391386024192	SDSS J112852.88–010540.8	172.22025	–1.09468
J1129+4939	790041302613954944	SDSS J112924.74+493931.9	172.35951	49.65869
J1130+3057	4022827173009555712	SDSS J113048.38+305720.7	172.70166	30.95572
J1131+3550	759753429463043328	SDSS J113114.44+355007.1	172.81013	35.83533
J1132+0640	3910311261921121536	SDSS J113223.56+064008.7	173.09820	6.66902
J1132+2809	4018868591847502208	WD 1129+284	173.06371	28.15956
J1133+5152	839953701675503744	WD 1131+521	173.49008	51.86795
J1134+1822	3974256663464636800	SDSS J113409.06+182238.7	173.53769	18.37747
J1135+2912	4019317463173884288	SDSS J113500.53+291206.6	173.75221	29.20179
J1135+3137	4024315808674232448	SDSS J113549.32+313745.0	173.95544	31.62918

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1137+3254	4025657350299302656	SDSS J113754.91+325429.8	174.47879	32.90826
J1137+5740	845982667526493440	2MASS J11375649+5740225	174.48529	57.67263
J1138−0149	3793774952206250240	WD 1136−015	174.66449	−1.81755
J1140+6110	859532804013214720	SDSS J114006.37+611008.2	175.02644	61.16898
J1144+1717	3973007686974919552	SDSS J114441.65+171716.4	176.17364	17.28772
J1144+6629	1056998259069523584	WD 1141+667	176.16321	66.49120
J1145+3008	4020839633943412096	SDSS J114529.27+300824.4	176.37192	30.14003
J1148+1533	3924461392455122560	SDSS J114827.96+153357.0	177.11656	15.56572
J1148+3039	4021233430905132544	SDSS J114833.25+303921.3	177.13858	30.65587
J1148+4827	787574612699038208	SDSS J114829.00+482731.2	177.12083	48.45867
J1149+3000	4020400413408093056	SDSS J114917.23+300016.1	177.32180	30.00441
J1152+5018	787984150718889984	SDSS J115244.11+501844.7	178.18370	50.31250
J1153+1331	3923217711660623232	SDSS J115345.97+133106.6	178.44141	13.51852
J1154+0117	3892237695942001152	WD 1151+015	178.57529	1.28634
J1156+3531	4031457823891309184	SDSS J115650.39+353127.4	179.20991	35.52423
J1159+0007	3891115064506627840	PG 1157+004	179.96715	0.13091
J1159+6139	859043109021967744	SDSS J115917.39+613914.3	179.82215	61.65393
J1201+0847	3900013579612540672	SDSS J120125.40+084800.4	180.35554	8.79997
J1201+6142	1582446099954709632	[VV2006] J120150.2+614256	180.45892	61.71593
J1202+4034	4034928775942285184	SDSS J120224.38+403455.7	180.60152	40.58217
J1205+3408	4027342626746308864	SDSS J120547.48+340811.5	181.44786	34.13647
J1206+0813	3898985433161867648	SDSS J120609.80+081323.7	181.54082	8.22324
J1207+4407	1539183688951638912	SDSS J120728.96+440731.6	181.87076	44.12538
J1208+1449	3921777312773042560	SDSS J120806.26+144943.0	182.02597	14.82855
J1209+3317	4028544947006817792	SDSS J120924.84+331716.4	182.35376	33.28778
J1210+2214	4001466277717538432	SDSS J121033.23+221402.6	182.63830	22.23404
J1210+2330	4001795061758712960	SDSS J121006.15+233003.0	182.52554	23.50085
J1210+5243	1548895950039126144	SDSS J121040.10+524300.9	182.66707	52.71692
J1211+0204	3699680602526801152	SDSS J121117.98+020434.0	182.82451	2.07593
J1212+1852	3950136054115254784	SDSS J121211.28+185229.0	183.04690	18.87467
J1215+3351	4016636170926122880	SDSS J121529.85+335158.6	183.87434	33.86632

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1216−0026	3698129088541197056	WD 1214−001	184.14730	−0.44902
J1217+0828	3902183809407583872	WD 1215+087	184.39665	8.46945
J1217+1728	3946734955413160064	SDSS J121706.47+172856.0	184.27694	17.48221
J1222+0015	3699727091252979968	WD 1219+005	185.53931	0.25947
J1222+0050	3699820274863286272	SDSS J122238.87+005034.4	185.66183	0.84291
J1222+4811	1545497424020389248	SDSS J122249.14+481133.1	185.70477	48.19260
J1223+2307	3953720569396712320	EGGR 271	185.81018	23.13080
J1223+2553	4008422952210312448	SDSS J122340.39+255304.7	185.91823	25.88464
J1224+4155	1534970390458591744	SDSS J122401.48+415551.9	186.00627	41.93091
J1225+1923	3948846292616403712	SDSS J122526.91+192340.3	186.36216	19.39450
J1227+3855	1532215289197285248	SDSS J122748.85+385546.3	186.95353	38.92951
J1227+6612	1680759859865814656	SDSS J122739.16+661224.3	186.91316	66.20676
J1231+2419	3959943251158587520	SDSS J123151.74+241932.4	187.96549	24.32543
J1234+1248	3931751257626586880	WD 1231+130	188.55878	12.80805
J1235+1453	3933368780965151104	SDSS J123527.09+145318.6	188.86279	14.88847
J1235−0535	3679712857186869504	HE 1233−0519	188.90679	−5.59369
J1240+0636	3709890186465923456	SDSS J124058.11+063645.6	190.24208	6.61278
J1240+4000	1522007698123140096	SDSS J124043.20+400023.8	190.17997	40.00665
J1242+4548	1541264102392941568	SDSS J124218.36+454844.5	190.57638	45.81235
J1243+1513	3933993127475976576	SDSS J124337.49+151359.8	190.90652	15.23297
J1247+0009	3689966932691782016	2QZ J124715.4+000941	191.81454	0.16147
J1248+1335	3929090508207065344	SDSS J124819.87+133555.6	192.08276	13.59877
J1248+2942	1465092887460185600	A2 42	192.15109	29.70832
J1248+4104	1527940564084210816	SDSS J124806.38+410427.2	192.02671	41.07417
J1248+4110	1528130466060854528	SDSS J124816.82+411051.2	192.07003	41.18091
J1248−0229	3682578764308891264	WD 1246−022	192.21367	−2.49022
J1250+1549	3934459045528378368	WD 1248+161	192.68487	15.83243
J1251+3519	1516706815126079872	AB 20	192.75787	35.32054
J1251+5432	1570495684167620224	SDSS J125121.88+543216.0	192.84109	54.53766
J1254+0921	3734766877562467712	SDSS J125422.05+092150.8	193.59170	9.36411
J1254+3710	1517487399662724608	2MASS J12543465+3709595	193.64438	37.16670

**Table A.I** *continued on next page*



**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1254+4918	1555410036744248832	SDSS J125446.22+491818.9	193.69263	49.30510
J1254+5612	1576695447983656192	SDSS J125416.00+561204.6	193.56681	56.20129
J1255+1525	3931206621413606912	SDSS J125553.39+152555.0	193.97241	15.43199
J1255+1549	3931424874471812096	SDSS J125511.50+154929.8	193.79797	15.82485
J1257+1216	3737248204724387712	SDSS J125726.95+121613.4	194.36225	12.27040
J1257+3414	1515693894335906688	WD 1254+345	194.31473	34.24413
J1258+2338	3956679252108368384	SDSS J125847.31+233844.2	194.69692	23.64552
J1300+5904	1578748824604827648	SDSS J130033.46+590406.9	195.13971	59.06887
J1305+2830	1461178179388705792	OMHR 95877	196.39895	28.50401
J1308+0354	3692826624996378368	SDSS J130805.91+035424.1	197.02453	3.90671
J1308+8502	1726678630833373824	GJ 3768	197.18232	85.04008
J1309+0106	3690921033906882048	SDSS J130931.20+010654.3	197.37986	1.11504
J1314+0632	3729586288010410496	GALEX 2696998673194156695	198.67695	6.54144
J1314+1732	3937174942327932544	SDSS J131426.37+173228.1	198.60976	17.54098
J1315+0937	3732584969752521984	WD 1312+098	198.78743	9.62052
J1315+2623	1447759361526164608	SDSS J131544.04+262333.3	198.93354	26.39261
J1317+2818	1461712232802348800	OMHR 28197	199.25968	28.31347
J1318+0717	3729736818024431744	SDSS J131802.46+071743.1	199.51020	7.29530
J1319+0152	3688370510527371008	WD 1317+021	199.97927	1.88326
J1320+1319	3742730021807170944	SDSS J132002.48+131901.6	200.01020	13.31707
J1322+5519	1563799722777556352	SDSS J132208.55+551939.0	200.53546	55.32755
J1324+2935	1462096958792720384	SDSS J132450.60+293519.3	201.21078	29.58873
J1325+5151	1559788773078819456	SDSS J132538.57+515152.2	201.41052	51.86457
J1327+1551	3745132282915242240	SDSS J132710.23+155135.6	201.79260	15.85990
J1328+0423	3713180990408607232	SDSS J132833.75+042324.1	202.14023	4.39004
J1328+5908	1662221475346089984	WD 1327+594	202.24179	59.14751
J1330+2248	1442948723277195008	SDSS J133025.70+224813.6	202.60711	22.80376
J1331+1240	3739728217624307200	SDSS J133156.48+124055.9	202.98515	12.68226
J1332+0117	3711214067185666560	EGGR 437	203.21143	1.28391
J1333+6406	1665858350572796672	WD 1332+643	203.41870	64.10747
J1337+0724	3718549665168799232	SDSS J133738.54+072440.2	204.41058	7.41114

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1339+1705	3745508251468123520	SDSS J133909.42+170551.4	204.78925	17.09756
J1340+3250	1468928087097227648	SDSS J134024.99+325028.7	205.10416	32.84124
J1340+6543	1672058191699796096	WD 1339+659	205.17938	65.73036
J1344+3754	1496414022365356800	SDSS J134441.86+375445.6	206.17412	37.91256
J1347+1021	3725570772761744384	EGGR 360	206.84761	10.35995
J1348+1100	3727110943738807424	SDSS J134845.98+110008.8	207.19144	11.00244
J1348+3810	1496389390730056576	SDSS J134820.79+381017.2	207.08662	38.17147
J1349+2056	1250142315600142848	SDSS J134913.52+205646.9	207.30615	20.94635
J1351+0743	3721740791509510784	SDSS J135107.00+074345.6	207.77915	7.72933
J1351+5419	1561389253988468224	WD 1349+545	207.92078	54.32988
J1352+1120	3727230859225453952	SDSS J135204.27+112055.1	208.01778	11.34866
J1353−0916	3618657732410663808	PG 1350−090	208.31626	−9.27748
J1400+3307	1457732447386145408	SDSS J140051.72+330754.4	210.21548	33.13174
J1404+2019	1247002247830153600	SDSS J140444.22+201922.6	211.18413	20.32285
J1407+3011	1453322271887656448	SDSS J140750.65+301130.2	211.96098	30.19168
J1407+4956	1511388820980497152	SDSS J140716.67+495613.7	211.81949	49.93708
J1413+1918	1245989803779362432	SDSS J141309.30+191832.0	213.28855	19.30896
J1416+2354	1254166738611525248	WD 1413+241	214.01855	23.90122
J1417+5735	1611509353373118336	SDSS J141710.80+573546.2	214.29496	57.59584
J1418+3123	1477379483224120192	SDSS J141813.22+312340.1	214.55502	31.39449
J1418+4818	1507828366107861376	SDSS J141808.13+481850.6	214.53372	48.31392
J1419+2543	1258934014870979712	SDSS J141906.19+254356.5	214.77563	25.73220
J1420+1039	1177125363307054080	SDSS J142003.58+103929.8	215.01491	10.65848
J1420+1120	1225576305257863552	SDSS J142035.37+112042.0	215.14736	11.34501
J1427+1009	1177182194314346752	SDSS J142708.16+100910.9	216.78400	10.15313
J1427+3721	1481364628764195072	SDSS J142703.40+372110.5	216.76367	37.35286
J1428+3908	1487725818922348160	SDSS J142826.20+390857.3	217.10920	39.14928
J1430+2811	1280674894509973760	PB 3660	217.57924	28.18342
J1430+2848	1283731365036032640	SDSS J143059.68+284858.8	217.74870	28.81620
J1431+0121	3655803869466239360	LBQS 1429+0135	217.94646	1.36483
J1432+4301	1491794836578542080	SDSS J143218.26+430126.7	218.07602	43.02413

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1432+4548	1494913635670540928	SDSS J143235.46+454852.5	218.14774	45.81463
J1435+0729	1172322215481158016	SDSS J143506.35+072940.3	218.77638	7.49453
J1444+4053	1489619040506017792	SDSS J144405.61+405338.0	221.02337	40.89385
J1446+5902	1617019796414240000	WD 1444+592	221.55842	59.03793
J1449+3644	1294338048768001408	SDSS J144926.04+364410.6	222.35836	36.73631
J1451+1519	1186283676691133952	SDSS J145151.04+151959.3	222.96272	15.33314
J1453+0652	1160931721694284416	SDSS J145301.61+065221.0	223.25671	6.87234
J1453+3902	1296355579589243520	SDSS J145330.83+390245.2	223.37843	39.04591
J1454+4321	1489565237451627520	SDSS J145415.01+432149.5	223.56257	43.36373
J1455+1507	1185493471428626304	SDSS J145549.93+150711.2	223.95808	15.11979
J1455+1812	1188753901361576064	SDSS J145558.39+181252.4	223.99327	18.21449
J1458+2230	1262772302588705792	SDSS J145829.86+223040.5	224.62439	22.51126
J1504+0521	1156802711933646848	SDSS J150451.72+052140.8	226.21548	5.36133
J1505−0714	6332763530870415488	GD 175	226.45457	−7.24479
J1508+2150	1261742816108467328	LB 9440	227.04077	21.84365
J1508+3945	1391901769949322624	WD 1506+399	227.05508	39.75145
J1511+4220	1393328553789078784	[VV2006] J151130.2+422022	227.87581	42.33971
J1514+0744	1163569523103341568	SDSS J151415.65+074446.4	228.56495	7.74604
J1514+1520	1184034831815599744	SDSS J151436.66+152058.4	228.65278	15.34948
J1515+2445	1264170645157108992	SDSS J151516.48+244547.7	228.81864	24.76319
J1516+2803	1271649969930799872	SDSS J151625.07+280320.9	229.10408	28.05575
J1517+6105	1616309202665010304	SDSS J151745.17+610543.6	229.43827	61.09549
J1518+2942	1275292956890724992	SDSS J151818.66+294217.9	229.57770	29.70497
J1521+1723	1208725808526042240	SDSS J152109.83+172355.9	230.29094	17.39884
J1524+1856	1209139121818704000	SDSS J152401.59+185659.2	231.00652	18.94989
J1525+1107	1168951220205446400	[ZEH2003] RX J1525.0+1107 3	231.26526	11.12986
J1529+1234	1169711974876014720	SDSS J152936.82+123436.9	232.40340	12.57692
J1532+1647	1207706531182157568	LSPM J1532+1647	233.22903	16.79278
J1533+0059	4417601909520487168	SDSS J153349.02+005916.2	233.45413	0.98770
J1533+5508	1601079798388845952	SDSS J153301.50+550840.7	233.25626	55.14481
J1533+5642	1601511872099170432	SDSS J153315.26+564200.3	233.31354	56.70009

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1534−0227	4403768373911022080	GD 185	233.52472	−2.45285
J1535+4213	1390333930791947904	SDSS J153532.25+421305.5	233.88438	42.21823
J1538+0842	1164767677244452096	SDSS J153843.10+084238.2	234.67966	8.71042
J1538+5306	1596911618527775872	SDSS J153829.30+530604.6	234.62203	53.10121
J1541+1730	1197298549818438272	SDSS J154141.85+173026.2	235.42433	17.50720
J1542+0348	4424618202454872960	WD 1539+039	235.55600	3.80015
J1542+1011	1189043519596127232	SDSS J154238.26+101156.5	235.65948	10.19900
J1543+3432	1371181507683913856	SDSS J154305.67+343223.6	235.77362	34.53990
J1545+1320	1190875477766613888	SDSS J154550.72+132040.2	236.46121	13.34464
J1548+2307	1217841309675556736	SDSS J154856.94+230727.9	237.23725	23.12440
J1548+2451	1219699145026398848	SDSS J154855.07+245113.0	237.22955	24.85361
J1552+1704	1196508000958040960	SDSS J155202.55+170434.7	238.01045	17.07616
J1552+2646	1223354879453260288	SDSS J155232.77+264636.7	238.13658	26.77687
J1556+0850	4454511518432129536	SDSS J155651.11+085003.6	239.21297	8.83424
J1557+0411	4425265338065688064	SDSS J155708.02+041156.4	239.28348	4.19903
J1558+1221	4457846478936352640	SDSS J155835.80+122139.4	239.64915	12.36093
J1601+0442	4425676551115360512	SDSS J160100.44+044236.3	240.25179	4.71011
J1602+1126	4457495936587696128	SDSS J160219.42+112606.5	240.58088	11.43511
J1603+1409	1191925545731159808	SDSS J160357.92+140929.9	240.99120	14.15840
J1603+2040	1205075051964139648	SDSS J160346.36+204018.1	240.94314	20.67157
J1604+4908	1400157173832960384	WD 1603+492	241.15559	49.13596
J1605+0937	4454820618638547840	SDSS J160540.06+093724.8	241.41690	9.62361
J1605+3852	1379435502817888256	SDSS J160531.60+385209.8	241.38164	38.86939
J1607+1815	1199976032430919680	SDSS J160701.80+181522.3	241.75740	18.25622
J1608+0644	4450046882748719360	SDSS J160852.00+064437.0	242.21664	6.74354
J1609+1753	1199810487211747968	SDSS J160904.12+175337.9	242.26715	17.89382
J1611+2111	1205348108804986112	SDSS J161147.94+211136.6	242.94976	21.19345
J1611+2424	1302987558850113152	SDSS J161118.60+242446.6	242.82743	24.41278
J1613+1553	1198524196045560192	SDSS J161321.41+155332.1	243.33914	15.89230
J1614+0846	4452971514958535296	SDSS J161451.94+084603.0	243.71645	8.76725
J1614+2012	1201820634985059712	SDSS J161432.06+201211.0	243.63360	20.20296

Table A.I *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1614+4932	1423495510723139584	SDSS J161425.46+493244.9	243.60573	49.54565
J1617+3833	1378848054371126016	SDSS J161710.49+383306.9	244.29360	38.55190
J1619+1318	4463302972889625984	SDSS J161929.63+131833.5	244.87342	13.30919
J1620+5022	1423639684185997056	SDSS J162034.48+502203.5	245.14353	50.36765
J1621+0750	4451950412253127168	SDSS J162115.35+075059.1	245.31394	7.84965
J1622+1840	1200473149126336000	SDSS J162216.02+184019.4	245.56667	18.67209
J1623+0650	4439549776517821184	SDSS J162352.60+065056.8	245.96915	6.84907
J1623+1835	1200843444025672064	SDSS J162304.11+183522.2	245.76705	18.58956
J1623+2804	1305439469780177408	SDSS J162317.12+280435.1	245.82133	28.07641
J1623+3546	1329468781009484928	SDSS J162303.19+354641.0	245.76326	35.77803
J1624+1525	4464178768261523328	SDSS J162409.86+152526.4	246.04106	15.42396
J1630+1239	4460311579708086400	SDSS J163013.93+123942.0	247.55803	12.66160
J1633+1942	4563669044268461056	Pul -3 1310425	248.39461	19.70824
J1634+4158	1357054874915360896	SDSS J163458.62+415819.8	248.74418	41.97213
J1635+1417	4462078048216714752	SDSS J163510.88+141734.7	248.79522	14.29300
J1635+2845	1311678098755846528	SDSS J163512.64+284544.2	248.80263	28.76229
J1636+1144	4459244744190519936	SDSS J163630.30+114452.4	249.12617	11.74789
J1636+3546	1327672728764965376	SDSS J163600.25+354625.3	249.00100	35.77370
J1639+1036	4447039585308297088	SDSS J163917.46+103605.0	249.82262	10.60146
J1639+4408	1405769875751297408	SDSS J163900.07+440807.8	249.75027	44.13549
J1640+5341	1425909733315616000	GD 356	250.23725	53.68510
J1643+2402	1300134055594886400	SDSS J164357.02+240201.3	250.98755	24.03364
J1643+2730	1307563898043782912	SDSS J164359.15+273047.6	250.99642	27.51319
J1643+3157	1312515376861406976	SDSS J164342.36+315728.9	250.92646	31.95807
J1643+4331	1357605902038936832	SDSS J164349.55+433118.6	250.95645	43.52188
J1646+1928	4563037851578898944	SDSS J164636.43+192807.6	251.65177	19.46878
J1646+2226	4565977194054353408	SDSS J164626.65+222645.4	251.61103	22.44602
J1647+3709	1351454924755756160	SDSS J164703.24+370910.3	251.76338	37.15294
J1648+4618	1407673469680012672	SDSS J164843.29+461803.2	252.18037	46.30084
J1650+1948	4562967654633993984	SDSS J165058.21+194817.3	252.74255	19.80479
J1650+3411	1314824282560109696	SDSS J165029.90+341125.4	252.62451	34.19036

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1652+3334	1314547446147752064	SDSS J165249.09+333444.9	253.20455	33.57923
J1652+3528	1315047071103575808	[VV2006] J165203.7+352816	253.01530	35.47097
J1654+3829	1351956512512484480	WD 1653+385	253.69046	38.49210
J1654+3911	1352055743437013760	SDSS J165439.46+391103.4	253.66432	39.18406
J1659+4401	1358301480583401728	WD 1658+440	254.95158	44.01821
J1703+2116	4562038361150157440	SDSS J170329.95+211612.0	255.87481	21.26999
J1704+3213	1310514849813902592	SDSS J170400.01+321328.7	256.00001	32.22453
J1706+2321	4571353389301182208	SDSS J170657.90+232119.0	256.74124	23.35525
J1706+6316	1631186458277453440	WD 1706+633	256.72478	63.28299
J1707+3532	1338455643596995072	GD 359	256.96617	35.54459
J1708+2225	4568269229123390336	SDSS J170816.36+222551.1	257.06816	22.43085
J1708+2328	4571722241092468480	SDSS J170857.16+232858.1	257.23818	23.48281
J1709+2341	4571743307909284992	SDSS J170916.37+234111.3	257.31821	23.68644
J1711+3619	1338599537883585280	SDSS J171120.65+361953.3	257.83598	36.33146
J1712+4202	1354144708155302784	SDSS J171255.68+420245.3	258.23201	42.04591
J1713+4302	1354435185383748992	SDSS J171343.48+430250.7	258.43111	43.04741
J1714+3918	1341543072245722752	WD 1713+393	258.71160	39.31126
J1715+6006	1437422577835403520	WD 1715+601	258.98443	60.11222
J1717+2620	4573676146271643008	SDSS J171711.53+262011.9	259.29805	26.33664
J1719+3316	1334076628082566528	SDSS J171959.46+331614.5	259.99776	33.27064
J1720+5612	1420767141338622592	WD 1719+562	260.18895	56.20415
J1723+5407	1419410069111484928	WD 1722+541	260.87175	54.13188
J1724+3234	1333808965722096000	GALEX 2680391679633002665	261.13393	32.57089
J1725+6518	1632955705630155520	SDSS J172554.63+651822.6	261.47758	65.30626
J1727+2805	4598238819421866752	SDSS J172735.81+280536.9	261.89922	28.09361
J1729+3103	4600019719020677504	SDSS J172923.23+310350.4	262.34680	31.06403
J1729+5632	1422089063552681088	WD 1728+565	262.38539	56.53465
J1730+4330	1348688794018489088	SDSS J173056.42+433000.4	262.73507	43.50013
J1732+6319	1440244306924641664	SDSS J173208.55+631950.3	263.03566	63.33063
J1735+6515	1632809298785407744	SDSS J173509.90+651528.3	263.79119	65.25782
J1740+6350	1440611883110633216	SDSS J174044.93+635003.5	265.18716	63.83430

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1742+6400	1440620958377526912	SDSS J174235.19+640028.4	265.64657	64.00790
J1747+2512	4581930175763914496	SDSS J174755.72+251232.3	266.98217	25.20880
J1811+2353	4578385526371529856	SDSS J181146.43+235353.2	272.94345	23.89809
J1816+2454	4578913738632417920	WD 1814+24	274.03685	24.91031
J1821+6100	2158285185808357504	GJ 4054	275.33394	61.01571
J1900+7039	2262849634963004416	GJ 742	285.04384	70.66646
J1925+6207	2240215324816225920	SDSS J192553.60+620708.7	291.47331	62.11914
J1956−0102	4235280071072332672	GJ 772	299.11989	−1.04545
J2008−1238	6880458408999139328	SDSS J200817.98−123853.5	302.07489	−12.64821
J2025+1310	1804015873552680576	SDSS J202501.10+131025.6	306.25459	13.17376
J2030+7650	2290326838562227840	SDSS J203016.13+765022.7	307.56684	76.83964
J2032+1426	1804485910478465152	SDSS J203256.48+142652.0	308.23529	14.44777
J2033+1401	1804319712420248320	SDSS J203332.94+140115.4	308.38722	14.02091
J2038+7641	2290265712587246080	SDSS J203828.49+764123.1	309.61857	76.68973
J2039+0031	4231176689373546112	SDSS J203943.60+003109.1	309.93168	0.51915
J2044−6805	6424566979354709248	EGGR 140	311.09151	−68.09025
J2046−0710	6907031749613795968	WD 2043−073	311.60924	−7.17702
J2047+7545	2277965647806910464	SDSS J204731.61+754522.3	311.88172	75.75624
J2052−0016	4227485598775156352	SDSS J205233.51−001610.6	313.13973	−0.26957
J2054−2039	6857295585945072128	WD 2051−208	313.67865	−20.65716
J2105+0051	2690311095525498624	SDSS J210540.07+005113.3	316.41697	0.85363
J2111+1102	1745011677261492608	SDSS J211125.84+110219.7	317.85762	11.03875
J2113−8149	6348672845649310464	GJ 820.1	318.32822	−81.82188
J2115+0400	1732272185785761408	SDSS J211504.84+040009.5	318.77016	4.00250
J2117−0736	6898456280470466944	SDSS J211744.75−073652.9	319.43644	−7.61468
J2122−0618	6899065684790537472	SDSS J212232.58−061839.7	320.63581	−6.31102
J2123−0810	6897694525071034752	SDSS J212329.46−081004.4	320.87283	−8.16792
J2124+0619	1738660520141260416	SDSS J212449.23+061956.5	321.20512	6.33233
J2125−0621	6899100250686950144	SDSS J212514.19−062152.5	321.30916	−6.36458
J2130+0424	2698930721225767936	SDSS J213048.12+042403.6	322.70051	4.40100
J2131+0659	1739109601921701120	SDSS J213148.70+065930.1	322.95299	6.99182

**Table A.I** *continued on next page*

**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J2138+1123	1766620929036759808	SDSS J213819.85+112311.3	324.58289	11.38658
J2145+0627	2700383244805426304	SDSS J214536.12+062726.8	326.40053	6.45743
J2149+0048	2681294447341468416	SDSS J214900.86+004842.7	327.25362	0.81192
J2149−0728	2666822812735891584	WD 2146−077	327.37800	−7.47009
J2151+0031	2681243457490130304	SDSS J215135.01+003140.2	327.89589	0.52742
J2151+5917	2202703050401536000	Gaia DR2 2202703050401536000	327.91638	59.29293
J2154+2721	1799951799399590656	SDSS J215425.28+272109.5	328.60551	27.35267
J2204+0012	2680458852864638720	SDSS J220435.05+001242.9	331.14612	0.21190
J2205+2205	1782500488282662656	SDSS J220529.11+220525.6	331.37133	22.09048
J2211+1136	2727596187657230592	WD 2209+113	332.92443	11.60059
J2218−0000	2678703619989331328	SDSS J221828.59−000012.2	334.61897	−0.00355
J2223+2319	1878189370339859328	SDSS J222348.52+231909.2	335.95228	23.31924
J2227+1753	2737921155893258496	WD 2225+176	336.91903	17.88890
J2246+2307	2836695813039523968	SDSS J224602.82+230704.2	341.51173	23.11780
J2247+1456	2732459327587247360	WD 2245+146	341.92286	14.94379
J2248+3038	1888039349555447296	SDSS J224854.52+303845.6	342.22717	30.64598
J2253+3018	1889271176237260544	SDSS J225338.68+301803.5	343.41120	30.30095
J2256+0612	2711377089772769536	SDSS J225633.49+061202.1	344.13952	6.20055
J2257+0755	2712240064671438720	EGGR 156	344.35810	7.92778
J2258+2808	1883599208067212160	SDSS J225828.49+280829.0	344.61871	28.14140
J2259−0828	2607380156121387648	SDSS J225929.73−082822.6	344.87429	−8.47338
J2319+1401	2813723755254928000	SDSS J231940.38+140121.2	349.91825	14.02255
J2321+1331	2813635240273140224	SDSS J232136.71+133133.2	350.40298	13.52586
J2322+0039	2645212122145514112	WD 2320+003	350.70096	0.65035
J2327+4844	1942030932458485248	SDSS J232706.97+484428.1	351.77897	48.74109
J2328+0514	2660358032257156736	V* ZZ Psc	352.19676	5.24725
J2330+5007	1943010872199961472	SDSS J233039.04+500729.7	352.66264	50.12494
J2332+2658	2865535629374939520	EGGR 161	353.01682	26.97960
J2337+4925	1943621444747899008	SDSS J233708.97+492532.0	354.28727	49.42550
J2346+3853	1919346461391649152	SDSS J234605.44+385337.7	356.52261	38.89376
J2346−1023	2434611351428564352	SDSS J234623.69−102357.0	356.59908	−10.39938

**Table A.I** *continued on next page*



**Table A.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J2348+2535	2852587295114061440	SDSS J234858.30+253519.1	357.24289	25.58859
J2351+4034	1921051700847298432	SDSS J235107.48+403454.0	357.78127	40.58169
J2353+3809	2881278570004274304	SDSS J235318.57+380913.2	358.32741	38.15377
J2354+3650	2878917437502341120	SDSS J235431.38+365019.1	358.63080	36.83861
J2355+3506	2878424620071351296	SDSS J235503.84+350659.7	358.76603	35.11660

TABLE A.II : Stars with questionable magnetic splitting

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0002−4310	8979 (328)	8.49 (0.3)	0.912 (0.38)
J0003−0153	15408 (638)	8.49 (0.17)	0.918 (0.18)
J0005+1934	5367 (248)	7.57 (0.11)	0.360 (0.074)
J0007+2407	7653 (660)	7.27 (0.25)	0.268 (0.14)
J0010+2429	6247 (46)	7.74 (0.76)	0.448 (0.072)
J0012+5025	6354 (27)	8.23 (0.031)	0.735 (0.041)
J0016+2350	12296 (378)	9.09 (0.61)	1.233 (0.56)
J0040+0702	16927 (454)	8.61 (0.17)	0.997 (0.22)
J0040+2438	14715 (325)	8.15 (0.25)	0.700 (0.3)
J0042+2358	10291 (374)	7.71 (0.84)	0.446 (0.071)
J0054+1202	19449 (276)	7.91 (0.088)	0.574 (0.095)
J0101−0411	16819 (122)	8.03 (0.016)	0.636 (0.019)
J0103+1511	18175 (375)	7.74 (0.25)	0.486 (0.19)
J0104+1459	14144 (358)	7.75 (0.96)	0.480 (0.081)
J0109+1800	15273 (618)	8.53 (0.42)	0.944 (0.5)
J0111+1410	14365 (262)	7.78 (0.25)	0.495 (0.2)
J0112+2653	12234 (358)	8.74 (0.31)	1.069 (0.34)
J0117+2422	15318 (164)	8.18 (0.22)	0.723 (0.22)
J0117+3035	18623 (409)	<7.00 (0.25)	0.264 (0.11)
J0121+3210	16677 (702)	8.66 (0.22)	1.026 (0.44)
J0121+3932	20972 (332)	7.92 (0.25)	0.581 (0.23)
J0122+0827	9498 (320)	8.29 (0.25)	0.781 (0.41)
J0125−1013	11503 (482)	8.18 (0.25)	0.717 (0.35)
J0126+1934	6994 (47)	8.21 (0.14)	0.723 (0.12)
J0137+2351	15156 (385)	7.56 (0.25)	0.397 (0.15)
J0138+2523	30000 (0)	8.83 (0.15)	1.128 (0.14)
J0143+1437	9444 (549)	7.58 (0.25)	0.386 (0.14)
J0143−1015	16777 (118)	9.00 (0.94)	1.199 (1)
J0148−0048	10818 (1000)	7.99 (0.25)	0.596 (0.32)
J0203+2205	10605 (938)	8.19 (0.25)	0.722 (0.31)

Table A.II continued on next page

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0205+0030	14395 (445)	7.57 (0.25)	0.399 (0.17)
J0207+2238	6642 (121)	7.86 (0.2)	0.512 (0.14)
J0211+0722	13914 (1642)	7.35 (0.25)	0.320 (0.14)
J0213+0530	9361 (490)	7.21 (0.25)	0.264 (0.13)
J0218+0355	7719 (62)	8.46 (0.13)	0.890 (0.13)
J0230+2508	5476 (32)	7.86 (0.23)	0.503 (0.26)
J0231+2648	9518 (269)	8.54 (0.16)	0.941 (0.18)
J0235+2416	13691 (448)	7.27 (0.25)	0.298 (0.13)
J0242+2916	18927 (259)	8.17 (0.24)	0.723 (0.3)
J0249+3327	15594 (359)	7.25 (0.25)	0.302 (0.12)
J0250+3414	21791 (845)	9.13 (0.16)	1.251 (0.36)
J0259+0811	6344 (75)	7.77 (0.12)	0.460 (0.12)
J0301+0539	20367 (661)	9.09 (0.12)	1.235 (0.16)
J0305+0502	13028 (442)	8.30 (0.22)	0.793 (0.26)
J0305+3707	11800 (624)	7.84 (0.25)	0.519 (0.23)
J0307+3628	8112 (222)	8.88 (0.15)	1.139 (0.21)
J0310+0451	13551 (440)	8.10 (0.25)	0.671 (0.3)
J0319+4103	16592 (224)	7.99 (0.25)	0.608 (0.26)
J0326+0403	19345 (298)	9.04 (0.73)	1.217 (0.7)
J0340-0635	20306 (297)	9.18 (0.79)	1.267 (0.85)
J0343-0044	6802 (353)	<7.00 (0.25)	0.195 (0.12)
J0344-0514	14214 (894)	8.74 (0.23)	1.073 (0.45)
J0346+0948	22030 (464)	9.11 (0.13)	1.243 (0.091)
J0347+1000	11173 (381)	8.82 (0.12)	1.113 (0.15)
J0350+0858	13075 (265)	7.54 (0.25)	0.385 (0.16)
J0357-0439	11269 (835)	7.71 (0.19)	0.452 (0.12)
J0443+1131	16248 (690)	7.79 (0.25)	0.501 (0.2)
J0445-0525	13246 (526)	8.39 (0.25)	0.850 (0.44)
J0446+1015	8285 (355)	7.98 (0.14)	0.583 (0.11)
J0452+2519	20967 (144)	8.17 (0.00041)	0.728 (0.001)
J0534+6254	9517 (232)	8.19 (0.25)	0.719 (0.34)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0535+0016	21389 (799)	9.30 (0.93)	1.302 (0.13)
J0641+4744	13707 (137)	8.23 (0.014)	0.753 (0.019)
J0645+2803	12648 (338)	7.97 (0.24)	0.589 (0.24)
J0714+4012	19637 (705)	<7.00 (0.25)	0.268 (0.11)
J0716+3935	16278 (503)	8.15 (0.56)	0.705 (0.65)
J0727+4036	13516 (336)	8.85 (0.1)	1.127 (0.11)
J0730+3627	14654 (499)	8.12 (0.23)	0.681 (0.24)
J0731+3531	21933 (490)	7.72 (0.25)	0.488 (0.19)
J0733+6409	5007 (29)	7.76 (0.085)	0.447 (0.088)
J0735+6526	15263 (1201)	7.24 (0.25)	0.298 (0.12)
J0738+2236	16602 (528)	8.28 (0.25)	0.788 (0.38)
J0746+1538	21149 (314)	7.21 (0.25)	0.318 (0.12)
J0746+2818	14333 (584)	8.70 (0.23)	1.046 (0.45)
J0749+1545	22303 (624)	8.01 (0.23)	0.633 (0.22)
J0750+2220	15003 (1791)	8.88 (0.19)	1.145 (0.38)
J0752+2831	13793 (631)	8.17 (0.25)	0.715 (0.32)
J0756+1427	16919 (821)	8.09 (0.25)	0.672 (0.3)
J0757+0855	15712 (2553)	8.76 (0.18)	1.082 (0.26)
J0758+1214	13099 (194)	8.25 (0.14)	0.763 (0.12)
J0758+1439	19008 (1544)	8.11 (0.25)	0.687 (0.33)
J0800+8327	15446 (297)	7.81 (0.25)	0.509 (0.21)
J0801+0643	30000 (0)	7.72 (0.25)	0.512 (0.18)
J0802+1530	12218 (514)	8.19 (0.22)	0.719 (0.22)
J0806-0754	11091 (786)	9.45 (0.45)	1.346 (0.42)
J0807+1355	12703 (467)	8.05 (0.25)	0.636 (0.29)
J0809+0624	18295 (280)	7.38 (0.25)	0.349 (0.14)
J0809+1741	28066 (584)	8.23 (0.25)	0.775 (0.35)
J0812+1317	18353 (224)	8.00 (0.2)	0.620 (0.15)
J0812+1825	15825 (546)	8.45 (0.23)	0.895 (0.37)
J0812+5039	14952 (305)	8.46 (0.12)	0.898 (0.11)
J0813+2621	21916 (1543)	7.06 (0.25)	0.287 (0.11)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0814+5037	21155 (843)	8.18 (0.22)	0.735 (0.21)
J0814-0052	16603 (744)	8.10 (0.25)	0.673 (0.29)
J0815+0843	13717 (472)	7.03 (0.25)	0.245 (0.11)
J0816+5226	7108 (92)	8.01 (0.4)	0.600 (0.46)
J0817+1543	17225 (624)	8.24 (0.22)	0.761 (0.24)
J0821+1944	26778 (771)	7.52 (0.25)	0.425 (0.15)
J0823+4013	17654 (67)	8.03 (0.25)	0.633 (0.27)
J0824+1315	18369 (260)	7.20 (0.25)	0.302 (0.12)
J0828+1817	13360 (378)	7.68 (0.25)	0.445 (0.18)
J0829+1009	15340 (710)	8.56 (0.17)	0.963 (0.19)
J0830+1858	21648 (976)	8.83 (0.14)	1.124 (0.18)
J0832-0428	9675 (661)	8.04 (0.25)	0.621 (0.29)
J0833+2348	10447 (929)	8.78 (0.21)	1.088 (0.37)
J0834+1317	14344 (470)	7.87 (0.25)	0.537 (0.22)
J0834+1605	16466 (526)	<7.00 (0.25)	0.254 (0.11)
J0834+2525	23241 (1540)	7.04 (0.25)	0.290 (0.11)
J0834+3049	17132 (167)	7.33 (0.25)	0.329 (0.13)
J0836+1034	20414 (1110)	7.99 (0.18)	0.621 (0.13)
J0836+4420	9515 (545)	7.36 (0.25)	0.306 (0.13)
J0837+1544	17207 (276)	8.31 (0.21)	0.808 (0.25)
J0838+0925	17715 (426)	8.57 (0.24)	0.975 (0.44)
J0839+2121	10179 (189)	8.45 (0.22)	0.885 (0.31)
J0840+0942	9123 (207)	7.93 (0.17)	0.556 (0.12)
J0840+1257	11804 (126)	7.91 (0.25)	0.551 (0.24)
J0841+1549	14549 (574)	8.56 (0.25)	0.962 (0.45)
J0842+1018	13610 (153)	8.31 (0.12)	0.800 (0.11)
J0843+0628	22236 (318)	8.17 (0.1)	0.726 (0.097)
J0845+1124	11935 (394)	8.12 (0.25)	0.680 (0.32)
J0845+1500	17978 (325)	7.04 (0.25)	0.267 (0.11)
J0845+3129	9180 (379)	8.40 (0.25)	0.850 (0.46)
J0848+2140	19217 (256)	7.87 (0.25)	0.553 (0.23)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0849+2247	18622 (932)	8.21 (0.25)	0.748 (0.37)
J0850+1505	8249 (940)	7.70 (0.25)	0.436 (0.19)
J0851+1952	9131 (339)	8.49 (0.77)	0.913 (0.83)
J0851+3531	7283 (78)	8.29 (0.1)	0.779 (0.1)
J0853+1804	12624 (216)	7.48 (0.25)	0.359 (0.15)
J0855+2417	9430 (314)	7.89 (0.25)	0.533 (0.22)
J0858+1037	17722 (267)	7.96 (0.13)	0.596 (0.1)
J0858+4715	20425 (373)	7.85 (0.86)	0.546 (0.08)
J0900+2045	18926 (2166)	8.06 (0.21)	0.656 (0.21)
J0901+0640	6550 (45)	8.43 (0.44)	0.870 (0.55)
J0902+4549	11115 (204)	8.07 (0.086)	0.642 (0.11)
J0903+2226	14044 (522)	8.18 (0.25)	0.717 (0.33)
J0905+2057	13258 (277)	7.80 (0.25)	0.500 (0.21)
J0905+2138	25453 (434)	7.53 (0.25)	0.421 (0.15)
J0907+5559	13961 (709)	8.54 (0.57)	0.950 (0.65)
J0908+0105	7155 (44)	7.82 (0.22)	0.489 (0.16)
J0909+0944	14380 (401)	8.48 (0.67)	0.911 (0.75)
J0909+1938	10648 (196)	8.14 (0.25)	0.689 (0.32)
J0909+2508	10955 (209)	8.56 (0.71)	0.960 (0.77)
J0910+0815	27522 (604)	7.98 (0.71)	0.629 (0.071)
J0910+2322	15712 (279)	7.80 (0.25)	0.508 (0.21)
J0910+2501	14638 (207)	7.10 (0.25)	0.263 (0.12)
J0911+2232	11109 (241)	8.10 (0.23)	0.662 (0.23)
J0912+1026	22618 (322)	7.55 (0.25)	0.421 (0.15)
J0913+1141	14235 (634)	8.25 (0.21)	0.767 (0.21)
J0913+1739	13807 (333)	7.52 (0.25)	0.380 (0.15)
J0915+2050	10648 (263)	7.57 (0.25)	0.385 (0.17)
J0916+1248	15451 (293)	7.67 (0.25)	0.447 (0.18)
J0916+2150	5486 (76)	7.98 (0.71)	0.572 (0.077)
J0917+0112	17473 (335)	8.39 (0.16)	0.856 (0.15)
J0917+6014	13976 (664)	8.55 (0.016)	0.959 (0.022)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J0918+0648	23436 (719)	7.98 (0.2)	0.619 (0.15)
J0921+1301	12979 (555)	8.40 (0.19)	0.857 (0.21)
J0923+2435	14247 (674)	7.01 (0.25)	0.245 (0.11)
J0924+2318	7535 (75)	8.12 (0.14)	0.666 (0.12)
J0928+2454	13328 (903)	<7.00 (0.25)	0.238 (0.11)
J0929+0135	14799 (513)	8.34 (0.19)	0.823 (0.19)
J0929+1554	17559 (3)	9.49 (0.46)	1.363 (0.47)
J0930+2024	11385 (862)	8.18 (0.18)	0.711 (0.15)
J0935+0008	16196 (475)	8.11 (0.18)	0.679 (0.14)
J0936+1829	12000 (334)	8.39 (0.25)	0.849 (0.45)
J0937+2057	12109 (538)	8.57 (0.21)	0.967 (0.32)
J0938+6156	15386 (696)	8.45 (0.22)	0.898 (0.31)
J0940+6314	14965 (205)	8.39 (0.22)	0.855 (0.28)
J0942+1838	17522 (127)	<7.00 (0.25)	0.259 (0.11)
J0942+5213	8119 (42)	7.94 (0.16)	0.561 (0.12)
J0945+4226	21458 (893)	7.37 (0.25)	0.359 (0.14)
J0948+2421	20419 (174)	8.43 (0.013)	0.888 (0.016)
J0949+4827	19642 (955)	7.59 (0.25)	0.426 (0.16)
J0949+4956	13041 (545)	8.38 (0.06)	0.847 (0.08)
J0957-0123	25118 (787)	7.34 (0.25)	0.366 (0.13)
J1000+3047	14042 (347)	9.06 (0.53)	1.224 (0.46)
J1004+2238	10614 (781)	7.09 (0.25)	0.242 (0.12)
J1006+1442	12123 (392)	8.10 (0.25)	0.667 (0.29)
J1007+2814	10483 (457)	8.59 (0.19)	0.976 (0.25)
J1014+5949	6812 (74)	7.59 (0.73)	0.377 (0.059)
J1015+4415	6823 (109)	8.71 (0.11)	1.044 (0.12)
J1016+2816	22129 (361)	8.26 (0.25)	0.785 (0.37)
J1022+1446	7917 (140)	8.63 (0.65)	1.000 (0.72)
J1024+4107	17014 (216)	7.87 (0.14)	0.545 (0.1)
J1025+2820	21696 (591)	7.99 (0.25)	0.622 (0.25)
J1027+4351	13679 (348)	7.52 (0.25)	0.378 (0.15)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J1028+1451	5538 (29)	7.82 (0.038)	0.480 (0.041)
J1034+3050	14502 (231)	8.13 (0.23)	0.689 (0.26)
J1036+1710	13543 (306)	7.63 (0.25)	0.421 (0.17)
J1041+0918	11220 (356)	8.34 (0.23)	0.820 (0.34)
J1041+0945	7419 (216)	7.26 (0.25)	0.265 (0.13)
J1041+4043	6493 (26)	7.02 (0.12)	0.198 (0.051)
J1043-0125	22540 (823)	7.81 (0.25)	0.528 (0.21)
J1044+0942	16627 (425)	8.72 (0.22)	1.063 (0.45)
J1047+3108	8304 (110)	8.41 (0.2)	0.859 (0.25)
J1050+1433	21902 (545)	7.29 (0.25)	0.339 (0.12)
J1051+3211	15223 (352)	8.71 (0.16)	1.056 (0.23)
J1055+2111	5850 (90)	8.04 (0.14)	0.610 (0.17)
J1055+3604	15283 (431)	<7.00 (0.25)	0.248 (0.11)
J1057+4801	16781 (637)	8.92 (0.16)	1.166 (0.27)
J1058+3422	11659 (375)	7.88 (0.25)	0.535 (0.23)
J1058+3724	11561 (415)	8.43 (0.9)	0.874 (0.093)
J1058+5731	16592 (885)	8.39 (0.62)	0.855 (0.72)
J1102+4005	9477 (274)	8.61 (0.11)	0.991 (0.11)
J1107-1506	17319 (318)	8.29 (0.25)	0.797 (0.39)
J1107-1607	15966 (254)	9.02 (0.068)	1.207 (0.056)
J1112+1857	8953 (160)	8.64 (0.15)	1.004 (0.17)
J1120+4004	14086 (542)	8.93 (0.84)	1.167 (0.85)
J1124+2624	12696 (462)	8.08 (0.25)	0.657 (0.29)
J1128-0105	12825 (1128)	7.44 (0.011)	0.347 (0.016)
J1131+3550	17170 (348)	8.14 (0.1)	0.703 (0.099)
J1132+0640	19466 (87)	7.60 (0.22)	0.431 (0.13)
J1134+1822	8262 (278)	8.72 (0.14)	1.051 (0.17)
J1135+2912	19650 (660)	8.45 (0.25)	0.903 (0.44)
J1137+3254	20861 (793)	7.09 (0.25)	0.289 (0.11)
J1145+3008	15458 (281)	7.90 (0.25)	0.559 (0.23)
J1148+1533	11819 (391)	8.73 (0.19)	1.062 (0.33)

**Table A.II** *continued on next page*



**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J1148+3039	11944 (331)	8.23 (0.25)	0.750 (0.37)
J1149+3000	10255 (147)	7.36 (0.16)	0.308 (0.095)
J1156+3531	16172 (602)	8.46 (0.25)	0.900 (0.45)
J1159+0007	9706 (126)	8.71 (0.065)	1.051 (0.076)
J1207+4407	18787 (950)	8.10 (0.19)	0.682 (0.16)
J1208+1449	12707 (307)	<7.00 (0.25)	0.235 (0.11)
J1209+3317	6591 (13)	7.43 (0.9)	0.315 (0.061)
J1210+2330	17134 (72)	8.04 (0.41)	0.638 (0.46)
J1210+5243	15637 (495)	8.49 (0.15)	0.921 (0.18)
J1211+0204	9875 (199)	8.37 (0.078)	0.832 (0.1)
J1212+1852	21847 (890)	7.60 (0.25)	0.437 (0.16)
J1215+3351	17533 (410)	8.00 (0.22)	0.619 (0.19)
J1217+1728	23956 (633)	7.07 (0.25)	0.300 (0.11)
J1222+0050	11689 (324)	<7.00 (0.25)	0.230 (0.11)
J1223+2553	15360 (1154)	8.54 (0.1)	0.952 (0.1)
J1225+1923	16111 (641)	7.63 (0.2)	0.432 (0.12)
J1231+2419	20157 (426)	7.77 (0.25)	0.505 (0.2)
J1235+1453	15072 (235)	<7.00 (0.25)	0.247 (0.11)
J1235-0535	16716 (149)	8.36 (0.039)	0.836 (0.05)
J1240+0636	15419 (117)	7.93 (0.12)	0.577 (0.1)
J1240+4000	13795 (653)	8.30 (0.25)	0.797 (0.38)
J1243+1513	7016 (58)	7.84 (0.89)	0.501 (0.086)
J1247+0009	8432 (64)	8.04 (0.25)	0.620 (0.29)
J1248+1335	13409 (319)	8.22 (0.19)	0.744 (0.16)
J1248+4110	17660 (211)	7.87 (0.18)	0.548 (0.12)
J1251+3519	19996 (461)	8.50 (0.1)	0.933 (0.099)
J1254+0921	8279 (264)	8.42 (0.23)	0.867 (0.33)
J1254+4918	6492 (29)	8.29 (0.21)	0.775 (0.27)
J1255+1525	15113 (612)	7.41 (0.25)	0.344 (0.14)
J1255+1549	13336 (181)	7.54 (0.25)	0.383 (0.16)
J1258+2338	8197 (146)	8.33 (0.21)	0.803 (0.28)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J1305+2830	27824 (507)	7.97 (0.25)	0.628 (0.25)
J1308+0354	17571 (345)	7.75 (0.84)	0.486 (0.074)
J1309+0106	16196 (538)	7.80 (0.25)	0.507 (0.21)
J1314+0632	16668 (635)	8.35 (0.11)	0.835 (0.11)
J1315+2623	8612 (123)	8.32 (0.12)	0.799 (0.11)
J1317+2818	12550 (372)	7.51 (0.18)	0.369 (0.11)
J1318+0717	18823 (436)	7.15 (0.25)	0.291 (0.12)
J1319+0152	17351 (630)	7.43 (0.77)	0.361 (0.046)
J1320+1319	15452 (276)	7.13 (0.25)	0.273 (0.12)
J1324+2935	15582 (703)	8.54 (0.49)	0.953 (0.58)
J1325+5151	9358 (38)	7.76 (0.25)	0.468 (0.2)
J1328+0423	12966 (854)	8.49 (0.08)	0.917 (0.1)
J1330+2248	15351 (238)	8.25 (0.24)	0.769 (0.31)
J1331+1240	20248 (388)	7.95 (0.12)	0.596 (0.099)
J1337+0724	18052 (233)	7.81 (0.86)	0.520 (0.078)
J1339+1705	15879 (409)	8.25 (0.25)	0.767 (0.38)
J1340+3250	24230 (550)	7.93 (0.11)	0.593 (0.095)
J1347+1021	6914 (52)	8.00 (0.083)	0.593 (0.099)
J1351+0743	13344 (257)	8.81 (0.49)	1.108 (0.5)
J1352+1120	15618 (427)	7.93 (0.24)	0.573 (0.23)
J1353-0916	8736 (47)	8.32 (0.033)	0.800 (0.044)
J1400+3307	21398 (530)	7.75 (0.25)	0.500 (0.19)
J1404+2019	14038 (208)	7.78 (0.16)	0.494 (0.11)
J1413+1918	18066 (263)	9.05 (0.12)	1.222 (0.091)
J1416+2354	17786 (265)	8.17 (0.2)	0.719 (0.25)
J1417+5735	5373 (79)	8.12 (0.31)	0.656 (0.39)
J1418+4818	13675 (293)	7.33 (0.15)	0.315 (0.085)
J1419+2543	9279 (132)	8.40 (0.025)	0.856 (0.033)
J1420+1039	15431 (263)	8.02 (0.11)	0.625 (0.099)
J1420+1120	17701 (301)	8.23 (0.19)	0.760 (0.18)
J1427+1009	17068 (306)	7.74 (0.95)	0.483 (0.08)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J1428+3908	8839 (413)	8.45 (0.25)	0.882 (0.46)
J1430+2848	16034 (210)	7.63 (0.13)	0.428 (0.093)
J1431+0121	16166 (316)	7.93 (0.17)	0.575 (0.12)
J1432+4301	24172 (1042)	7.92 (0.17)	0.588 (0.12)
J1435+0729	15874 (613)	7.63 (0.25)	0.427 (0.17)
J1444+4053	24693 (1509)	7.91 (0.14)	0.588 (0.1)
J1449+3644	16791 (238)	7.92 (0.56)	0.574 (0.059)
J1451+1519	20546 (151)	7.59 (0.24)	0.429 (0.15)
J1453+3902	16542 (534)	7.89 (0.27)	0.555 (0.28)
J1455+1507	24686 (495)	8.28 (0.1)	0.803 (0.096)
J1505−0714	6567 (8)	7.99 (0.012)	0.587 (0.014)
J1518+2942	6442 (51)	7.25 (0.59)	0.256 (0.03)
J1521+1723	16559 (320)	8.44 (0.16)	0.892 (0.16)
J1525+1107	21436 (506)	7.35 (0.25)	0.355 (0.13)
J1529+1234	13881 (112)	7.43 (0.24)	0.348 (0.13)
J1533+0059	11696 (281)	7.93 (0.36)	0.565 (0.39)
J1533+5508	9476 (333)	8.17 (0.12)	0.704 (0.11)
J1533+5642	9000 (306)	7.99 (0.23)	0.593 (0.23)
J1534−0227	18731 (82)	7.99 (0.024)	0.614 (0.027)
J1541+1730	15546 (671)	8.62 (0.18)	1.002 (0.24)
J1542+1011	16667 (219)	7.75 (0.25)	0.486 (0.19)
J1545+1320	14134 (361)	7.88 (0.19)	0.542 (0.13)
J1548+2307	10845 (217)	7.66 (0.71)	0.424 (0.063)
J1552+1704	7256 (93)	8.38 (0.73)	0.833 (0.083)
J1552+2646	16000 (603)	7.91 (0.25)	0.563 (0.25)
J1556+0850	11256 (366)	8.21 (0.15)	0.731 (0.12)
J1558+1221	29360 (542)	8.09 (0.51)	0.697 (0.56)
J1602+1126	10507 (195)	8.61 (0.13)	0.992 (0.13)
J1603+2040	7118 (93)	7.23 (0.51)	0.254 (0.25)
J1605+0937	18323 (623)	7.46 (0.25)	0.373 (0.15)
J1605+3852	16820 (233)	7.88 (0.12)	0.550 (0.098)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J1607+1815	12146 (525)	7.64 (0.23)	0.422 (0.15)
J1609+1753	13248 (153)	8.10 (0.14)	0.668 (0.11)
J1611+2111	11207 (450)	7.97 (0.25)	0.585 (0.27)
J1611+2424	8337 (113)	7.90 (0.46)	0.536 (0.49)
J1613+1553	10599 (95)	7.80 (0.25)	0.490 (0.21)
J1614+0846	7185 (181)	8.39 (0.22)	0.841 (0.3)
J1614+2012	9537 (313)	8.23 (0.13)	0.744 (0.12)
J1614+4932	13304 (477)	7.35 (0.25)	0.317 (0.13)
J1617+3833	14448 (320)	8.06 (0.78)	0.646 (0.082)
J1619+1318	17150 (274)	7.76 (0.25)	0.493 (0.2)
J1620+5022	12925 (669)	8.83 (0.1)	1.116 (0.11)
J1621+0750	15617 (549)	8.31 (0.21)	0.807 (0.25)
J1622+1840	20575 (419)	8.17 (0.87)	0.723 (0.089)
J1623+0650	25860 (357)	8.59 (0.24)	0.994 (0.44)
J1623+1835	14717 (171)	8.02 (0.14)	0.623 (0.11)
J1623+2804	8541 (255)	8.39 (0.1)	0.843 (0.1)
J1624+1525	15543 (857)	8.39 (0.23)	0.859 (0.33)
J1630+1239	14241 (156)	7.61 (0.25)	0.414 (0.17)
J1634+4158	19762 (624)	8.10 (0.64)	0.683 (0.07)
J1635+1417	10051 (124)	8.54 (0.88)	0.946 (0.91)
J1635+2845	13462 (346)	8.18 (0.19)	0.717 (0.17)
J1636+1144	11573 (249)	8.33 (0.23)	0.813 (0.33)
J1636+3546	22443 (531)	7.95 (0.2)	0.599 (0.14)
J1639+4408	16138 (291)	7.92 (0.46)	0.571 (0.49)
J1643+2402	17832 (781)	7.85 (0.15)	0.537 (0.11)
J1643+2730	16385 (160)	7.77 (0.25)	0.495 (0.2)
J1643+3157	18633 (468)	7.62 (0.23)	0.435 (0.14)
J1643+4331	17005 (279)	7.88 (0.14)	0.550 (0.1)
J1646+1928	17861 (286)	7.65 (0.16)	0.445 (0.1)
J1646+2226	14689 (376)	8.55 (0.68)	0.955 (0.74)
J1650+1948	17315 (506)	8.02 (0.44)	0.627 (0.5)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J1654+3829	5774 (40)	8.24 (0.12)	0.737 (0.15)
J1654+3911	9267 (208)	8.34 (0.14)	0.812 (0.13)
J1703+2116	18468 (416)	8.18 (0.16)	0.729 (0.13)
J1706+2321	22350 (319)	7.39 (0.25)	0.367 (0.13)
J1706+6316	10051 (200)	8.40 (0.062)	0.857 (0.082)
J1708+2225	18689 (889)	7.29 (0.25)	0.325 (0.12)
J1708+2328	17896 (348)	8.25 (0.69)	0.773 (0.77)
J1711+3619	18554 (203)	8.60 (0.1)	0.990 (0.13)
J1712+4202	18010 (574)	7.72 (0.25)	0.476 (0.19)
J1713+4302	16171 (376)	7.75 (0.25)	0.483 (0.2)
J1715+6006	14180 (710)	7.90 (0.16)	0.555 (0.11)
J1719+3316	24093 (634)	7.77 (0.098)	0.518 (0.095)
J1725+6518	15610 (1262)	8.13 (0.25)	0.695 (0.32)
J1727+2805	17493 (290)	7.49 (0.23)	0.382 (0.13)
J1729+3103	18016 (765)	8.28 (0.97)	0.791 (0.096)
J1730+4330	12958 (996)	8.58 (0.24)	0.974 (0.45)
J1732+6319	15443 (470)	<7.00 (0.25)	0.249 (0.11)
J1735+6515	25335 (163)	<7.00 (0.25)	0.289 (0.11)
J1740+6350	8921 (817)	<7.00 (0)	0.212 (0.013)
J1742+6400	15318 (865)	<7.00 (0.25)	0.249 (0.11)
J1747+2512	10013 (281)	7.89 (0.15)	0.536 (0.11)
J1811+2353	18944 (2204)	8.63 (0.15)	1.009 (0.2)
J1821+6100	5000 (51)	7.93 (0.31)	0.539 (0.37)
J1925+6207	11334 (256)	8.65 (0.1)	1.014 (0.1)
J1956-0102	7677 (149)	8.17 (0.2)	0.701 (0.26)
J2008-1238	17526 (434)	7.83 (0.25)	0.528 (0.21)
J2030+7650	12594 (252)	<7.00 (0.25)	0.234 (0.11)
J2032+1426	19162 (686)	<7.00 (0.17)	0.266 (0.079)
J2033+1401	20000 (524)	<7.00 (0.25)	0.270 (0.11)
J2038+7641	17283 (209)	8.11 (0.22)	0.682 (0.21)
J2039+0031	14561 (318)	8.04 (0.25)	0.638 (0.28)

**Table A.II** *continued on next page*

**Table A.II** (*continued*)

J Name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )
J2044–6805	29999 (0)	9.14 (0.19)	1.256 (0.13)
J2047+7545	17250 (656)	8.08 (0.23)	0.664 (0.24)
J2054–2039	19904 (247)	9.05 (0.02)	1.221 (0.016)
J2105+0051	19922 (459)	8.33 (0.23)	0.823 (0.32)
J2111+1102	15870 (231)	8.83 (0.049)	1.118 (0.051)
J2113–8149	10299 (110)	8.34 (0.078)	0.812 (0.1)
J2122–0618	19345 (990)	7.23 (0.25)	0.314 (0.12)
J2123–0810	11942 (486)	8.75 (0.15)	1.073 (0.2)
J2124+0619	30000 (0)	<7.00 (0.25)	0.304 (0.11)
J2125–0621	14000 (944)	8.01 (0.25)	0.615 (0.26)
J2130+0424	18246 (379)	7.97 (0.25)	0.603 (0.25)
J2145+0627	20565 (175)	8.00 (0.56)	0.627 (0.59)
J2154+2721	6809 (109)	8.33 (0.49)	0.803 (0.61)
J2204+0012	10074 (193)	8.74 (0.1)	1.068 (1.1)
J2205+2205	20296 (790)	7.74 (0.25)	0.492 (0.18)
J2246+2307	15999 (186)	8.11 (0.23)	0.682 (0.25)
J2248+3038	17959 (296)	7.35 (0.25)	0.338 (0.13)
J2253+3018	18144 (611)	8.66 (0.17)	1.030 (0.21)
J2256+0612	14179 (157)	7.58 (0.25)	0.402 (0.16)
J2319+1401	23108 (988)	7.44 (0.25)	0.387 (0.14)
J2321+1331	15682 (277)	8.16 (0.71)	0.709 (0.078)
J2327+4844	20000 (561)	8.80 (0.25)	1.107 (0.26)
J2328+0514	13566 (2923)	8.30 (0.64)	0.798 (0.75)
J2330+5007	11781 (469)	7.18 (0.25)	0.268 (0.12)
J2337+4925	10029 (234)	8.12 (0.12)	0.670 (0.11)
J2351+4034	11061 (253)	7.72 (0.25)	0.456 (0.19)
J2353+3809	12327 (143)	9.32 (0.37)	1.307 (0.28)
J2354+3650	10840 (841)	8.35 (0.24)	0.824 (0.33)
J2355+3506	26507 (956)	7.65 (0.25)	0.470 (0.17)

TABLE A.III : Model fits with Good dipole fit

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_*$ )	Mean $B$ (MG)
J0010+2451	10760 (603)	8.86 (0.49)	1.129 (0.48)	11.91	55	0.30	12.25
J0014-1311	5725 (10)	8.17 (0.0065)	0.696 (0.0086)	18.77	72	0.29	15.46
J0114+1607	20754 (1979)	8.95 (0)	1.178 (0.02)	27.78	84	0.10	18.42
J0257+5103	20595 (655)	8.22 (0.12)	0.753 (0.15)	12.01	56	0.30	12.17
J0318+4226	10465 (174)	8.34 (0.17)	0.817 (0.23)	4.91	24	0.15	4.89
J0326+0521	30000 (0)	8.77 (0.76)	1.099 (0.73)	17.28	63	0.26	15.29
J0419-0934	5952 (59)	8.34 (0.044)	0.807 (0.06)	12.81	57	0.29	12.76
J0442+1203	9529 (337)	8.38 (0.068)	0.841 (0.089)	31.69	53	0.28	32.13
J0505-1722	5241 (13)	7.83 (0.02)	0.484 (0.022)	7.42	80	-0.17	4.53
J0515+2839	6293 (17)	8.17 (0.0085)	0.692 (0.011)	2.22	59	0.30	2.18
J0556+0521	5631 (12)	8.16 (0.35)	0.683 (0.44)	28.99	65	0.29	25.89
J0601+3726	13552 (185)	8.55 (0.023)	0.954 (0.03)	2.30	59	0.30	2.23
J0604+6413	21158 (624)	8.16 (0.12)	0.717 (0.11)	32.08	56	0.24	29.62
J0648+8403	13236 (501)	8.73 (0.88)	1.063 (0.89)	3.70	59	0.30	3.61
J0649+7521	6445 (46)	8.23 (0.035)	0.733 (0.047)	18.24	68	0.30	16.00
J0651+6242	6696 (31)	8.14 (0.028)	0.678 (0.035)	1.22	52	0.30	1.28
J0725+3214	22240 (482)	8.66 (0.23)	1.029 (0.44)	13.83	52	0.06	10.35
J0732+3646	25904 (1239)	9.31 (0.49)	1.306 (0.41)	111.49	63	0.04	78.06
J0736+4033	6320 (30)	8.29 (0.34)	0.773 (0.44)	3.79	70	0.30	3.21
J0742+2328	14852 (573)	8.76 (0.48)	1.079 (0.5)	2.43	58	0.30	2.41
J0748+3025	23078 (1810)	8.38 (0.5)	0.863 (0.58)	8.87	55	0.28	8.81
J0749+1713	21190 (459)	8.07 (0.16)	0.664 (0.12)	13.08	55	0.19	11.37
J0752+1725	9062 (193)	8.41 (0.069)	0.861 (0.091)	12.43	56	0.30	12.52
J0805+2153	30000 (0)	7.55 (0.25)	0.444 (0.15)	3.00	17	0.30	4.08
J0806+0756	15507 (716)	7.45 (0.25)	0.360 (0.14)	2.74	69	0.19	2.13
J0807+3938	15986 (625)	8.16 (0.25)	0.713 (0.33)	37.17	56	-0.02	24.92
J0809+3730	15993 (898)	8.51 (0.84)	0.931 (0.87)	51.38	53	0.15	42.99
J0813+2237	22398 (720)	8.42 (0.29)	0.886 (0.36)	13.43	75	0.30	10.68
J0817+2008	6989 (82)	8.30 (0.041)	0.785 (0.054)	3.33	60	0.30	3.22
J0819+3731	11576 (458)	8.32 (0.22)	0.802 (0.28)	10.27	59	0.30	10.03

Table A.III continued on next page

**Table A.III** (*continued*)

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_*$ )	Mean $B$ (MG)
J0828+2934	23855 (1394)	8.91 (0.14)	1.163 (0.19)	35.30	67	0.23	28.94
J0834+8210	28114 (1103)	9.02 (0.11)	1.211 (0.092)	14.59	66	0.22	11.99
J0839+2000	15392 (363)	8.23 (0.32)	0.755 (0.39)	3.01	67	0.30	2.65
J0840+2712	12768 (593)	8.52 (0.96)	0.935 (0.097)	9.85	64	0.29	8.97
J0841+0223	6769 (57)	8.26 (0.23)	0.756 (0.3)	6.50	51	0.30	6.94
J0842+1539	17263 (296)	7.94 (0.25)	0.582 (0.24)	19.66	76	-0.29	11.28
J0845+6117	5625 (31)	8.00 (0.061)	0.587 (0.074)	0.90	23	0.08	0.79
J0851+1201	11074 (315)	8.46 (0.11)	0.893 (0.14)	2.00	78	0.30	1.54
J0851+1527	14323 (854)	8.49 (0.18)	0.916 (0.19)	29.01	67	0.27	24.88
J0855+8249	23693 (511)	8.93 (0.34)	1.173 (0.31)	12.12	68	0.26	10.07
J0908+0921	29293 (1661)	8.93 (0.075)	1.177 (0.072)	51.55	54	0.24	48.85
J0911+4202	11822 (439)	8.66 (0.26)	1.019 (0.31)	50.08	52	0.30	52.92
J0914+0544	17145 (385)	8.45 (0.19)	0.896 (0.24)	9.42	60	0.30	9.12
J0925+0113	9235 (361)	8.26 (0.15)	0.764 (0.19)	2.66	60	0.30	2.58
J0931+3219	13476 (443)	8.23 (0.21)	0.749 (0.21)	9.04	52	0.30	9.49
J0933+1022	7455 (135)	7.46 (0.63)	0.331 (0.044)	2.18	71	0.29	1.83
J0934+2945	20662 (406)	8.23 (0.22)	0.762 (0.23)	26.92	56	0.29	27.01
J0934+3927	9356 (252)	8.19 (0.23)	0.717 (0.28)	2.10	54	0.30	2.18
J0934+5033	8885 (135)	8.35 (0.22)	0.820 (0.28)	9.12	62	0.29	8.50
J0942+2052	21824 (935)	8.78 (0.53)	1.098 (0.53)	40.55	27	-0.01	30.22
J0944+4539	16848 (404)	8.57 (0.2)	0.975 (0.3)	16.37	87	0.20	10.92
J0957+1946	14899 (224)	8.70 (0.23)	1.047 (0.45)	4.18	82	0.26	3.00
J1006+3033	10731 (243)	8.14 (0.56)	0.689 (0.65)	4.71	50	0.30	5.10
J1006+4845	9411 (471)	7.76 (0.25)	0.469 (0.2)	8.13	49	0.27	8.44
J1007+1237	18687 (437)	8.04 (0.24)	0.646 (0.24)	6.13	71	0.30	5.15
J1007+1623	11279 (337)	8.73 (0.058)	1.061 (0.068)	13.63	42	0.30	15.89
J1014+3657	10939 (427)	8.26 (0.41)	0.763 (0.51)	14.50	74	0.28	11.47
J1015+0907	7022 (43)	8.27 (0.19)	0.760 (0.25)	4.50	47	0.30	5.00
J1021-1034	10485 (124)	8.59 (0.015)	0.979 (0.019)	2.09	59	0.30	2.04
J1022+2725	11581 (606)	8.70 (0.18)	1.045 (0.28)	5.35	51	0.06	4.04
J1025+6229	8578 (311)	8.52 (0.14)	0.928 (0.14)	4.67	57	0.24	4.29

**Table A.III** *continued on next page*



Table A.III (continued)

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_*$ )	Mean $B$ (MG)
J1029+1127	6691 (72)	8.20 (0.1)	0.716 (0.13)	19.18	46	0.30	21.62
J1034+0327	15756 (406)	8.80 (0.054)	1.104 (0.059)	11.17	77	0.09	7.63
J1054+5933	10704 (383)	8.30 (0.21)	0.788 (0.26)	16.81	63	0.06	11.99
J1056+6523	18833 (616)	8.18 (0.21)	0.731 (0.21)	22.05	44	0.23	22.49
J1103+0534	11233 (369)	8.67 (0.2)	1.029 (0.24)	15.94	68	0.30	13.83
J1110+6001	29215 (361)	8.92 (0.23)	1.171 (0.21)	6.40	70	0.30	5.44
J1118+0952	10438 (325)	8.44 (0.46)	0.881 (0.56)	4.82	63	0.30	4.48
J1120–1150	21435 (713)	9.01 (0.62)	1.208 (0.56)	8.57	62	0.30	8.10
J1122+3223	13392 (440)	8.58 (0.12)	0.973 (0.12)	12.22	47	0.30	13.57
J1123+0956	9346 (197)	8.27 (0.034)	0.768 (0.045)	1.85	70	0.30	1.59
J1128+2649	16637 (752)	7.00 (0.25)	0.255 (0.11)	2.34	13	–0.12	1.48
J1129+4939	9729 (276)	8.04 (0.085)	0.625 (0.1)	5.49	54	0.30	5.68
J1133+5152	21873 (657)	9.00 (0.042)	1.201 (0.036)	6.06	65	0.30	5.54
J1135+3137	16425 (495)	8.66 (0.18)	1.028 (0.25)	2.99	47	0.19	2.79
J1138–0149	12534 (435)	8.28 (0.13)	0.779 (0.17)	25.12	58	0.30	24.75
J1140+6110	15976 (627)	8.11 (0.18)	0.678 (0.14)	66.50	75	–0.10	41.20
J1144+1717	19290 (786)	8.35 (0.068)	0.838 (0.088)	2.00	87	0.30	1.38
J1148+4827	28967 (6860)	8.97 (0)	1.194 (0.022)	34.93	65	0.29	31.25
J1152+5018	9231 (476)	8.42 (0.34)	0.869 (0.43)	13.20	50	0.30	14.34
J1154+0117	29316 (325)	8.90 (0.21)	1.162 (0.2)	35.53	87	–0.23	22.57
J1159+6139	21591 (887)	8.99 (0.4)	1.197 (0.35)	15.52	50	0.19	14.09
J1201+6142	10412 (482)	8.52 (0.098)	0.936 (0.13)	18.71	61	0.30	17.87
J1205+3408	18753 (424)	8.16 (0.25)	0.714 (0.31)	8.32	48	0.30	9.24
J1210+2214	13177 (426)	8.48 (0.033)	0.908 (0.044)	2.00	86	–0.30	1.26
J1217+0828	18583 (282)	8.73 (0.042)	1.066 (0.047)	3.50	74	0.30	2.83
J1222+0015	13888 (953)	9.02 (0.11)	1.206 (0.14)	15.47	83	0.30	11.21
J1222+4811	9350 (218)	8.32 (0.17)	0.804 (0.22)	9.29	66	0.30	8.29
J1223+2307	25989 (312)	8.35 (0.027)	0.848 (0.035)	1.61	24	0.20	1.75
J1224+4155	10054 (364)	8.63 (0.12)	1.004 (0.15)	23.99	75	0.28	19.00
J1227+3855	16592 (621)	8.84 (0.77)	1.123 (0.76)	7.07	68	0.29	6.16
J1227+6612	22843 (586)	8.34 (0.15)	0.832 (0.19)	24.67	43	0.30	28.61

Table A.III continued on next page

Table A.III (continued)

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_{*}$ )	Mean $B$ (MG)
J1234+1248	8246 (68)	7.79 (0.069)	0.479 (0.071)	3.41	47	0.25	3.48
J1248+2942	6611 (44)	7.96 (0.0096)	0.565 (0.011)	3.88	46	0.30	4.38
J1248-0229	14263 (459)	8.24 (0.38)	0.756 (0.47)	9.07	71	0.30	7.59
J1250+1549	8614 (535)	7.96 (0.29)	0.576 (0.32)	21.41	62	0.30	20.27
J1254+3710	20315 (412)	8.21 (0.048)	0.748 (0.061)	4.11	57	0.30	4.11
J1254+5612	12870 (448)	8.58 (0.41)	0.973 (0.48)	60.43	62	0.18	49.04
J1257+3414	10148 (245)	8.54 (0.12)	0.948 (0.15)	19.68	72	0.29	16.25
J1300+5904	5976 (53)	7.92 (0.0017)	0.540 (0.0026)	4.79	35	-0.01	3.49
J1322+5519	11637 (305)	8.50 (0.25)	0.923 (0.31)	3.85	50	0.30	4.14
J1327+1551	8619 (871)	7.79 (0.25)	0.482 (0.24)	11.19	58	0.24	10.19
J1333+6406	13159 (659)	8.84 (0.081)	1.123 (0.084)	13.37	73	0.28	10.77
J1340+6543	14638 (537)	8.17 (0.24)	0.716 (0.3)	4.82	50	0.30	5.20
J1348+3810	30000 (0)	9.13 (0.034)	1.254 (0.023)	14.66	60	0.22	12.73
J1407+4956	21372 (585)	8.70 (0.76)	1.055 (0.76)	12.68	75	0.19	9.31
J1427+3721	19876 (743)	8.92 (0.037)	1.165 (0.036)	28.48	77	0.13	19.88
J1432+4548	17262 (526)	8.23 (0.23)	0.755 (0.28)	8.19	62	0.29	7.65
J1446+5902	12169 (418)	7.93 (0.25)	0.566 (0.24)	4.00	53	0.24	3.80
J1454+4321	10647 (608)	8.33 (0.028)	0.809 (0.038)	4.07	63	0.30	3.79
J1458+2230	10823 (347)	8.69 (0.3)	1.038 (0.33)	31.69	64	0.28	28.45
J1504+0521	15383 (1011)	8.79 (0.44)	1.101 (0.46)	4.45	54	0.30	4.60
J1508+3945	18708 (388)	7.71 (0.58)	0.473 (0.051)	20.81	56	0.14	16.94
J1514+0744	10572 (727)	8.27 (0.09)	0.770 (0.12)	37.89	53	0.30	39.69
J1514+1520	9252 (293)	8.52 (0.11)	0.931 (0.14)	2.32	53	0.30	2.43
J1515+2445	8718 (187)	8.41 (0.29)	0.862 (0.37)	14.45	62	0.29	13.54
J1524+1856	14611 (553)	8.75 (0.12)	1.077 (0.13)	12.75	61	0.26	11.62
J1538+0842	9656 (221)	8.60 (0.006)	0.983 (0.008)	11.52	49	0.29	12.31
J1538+5306	13965 (451)	8.33 (0.73)	0.818 (0.82)	10.97	36	0.01	8.17
J1542+0348	9835 (318)	8.61 (0.26)	0.987 (0.32)	5.41	34	0.28	6.55
J1543+3432	29554 (563)	8.88 (0.24)	1.151 (0.23)	2.65	60	0.30	2.56
J1548+2451	21161 (344)	8.99 (0.038)	1.198 (0.033)	7.29	73	0.30	6.01
J1647+3709	16762 (296)	8.42 (0.089)	0.878 (0.11)	2.11	52	0.30	2.24

Table A.III continued on next page

**Table A.III** (*continued*)

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_{*}$ )	Mean $B$ (MG)
J1650+3411	9797 (299)	8.45 (0.079)	0.884 (0.1)	4.36	55	0.30	4.44
J1652+3334	8965 (178)	8.15 (0.061)	0.687 (0.078)	4.91	49	0.30	5.38
J1652+3528	11615 (501)	8.13 (0.71)	0.683 (0.078)	10.13	62	0.30	9.56
J1659+4401	28957 (811)	9.22 (0.098)	1.283 (0.084)	3.90	50	0.30	4.20
J1707+3532	22872 (502)	8.91 (0.046)	1.161 (0.044)	2.13	62	0.30	2.01
J1714+3918	6577 (26)	7.77 (0.038)	0.461 (0.038)	2.40	50	0.30	2.58
J1717+2620	28729 (1290)	9.15 (0.39)	1.259 (0.31)	21.26	66	0.30	19.14
J1720+5612	24352 (2526)	8.76 (0.15)	1.086 (0.23)	19.03	60	0.10	14.34
J1723+5407	11270 (315)	8.90 (0.049)	1.151 (0.047)	39.18	58	0.09	29.50
J1729+5632	10950 (471)	8.75 (0.12)	1.074 (0.13)	28.57	67	0.22	23.34
J2025+1310	17686 (622)	8.14 (0.12)	0.701 (0.11)	10.62	62	0.30	10.00
J2046−0710	8350 (74)	8.25 (0.084)	0.755 (0.11)	2.41	64	0.30	2.22
J2052−0016	20823 (428)	8.87 (0.41)	1.143 (0.39)	14.00	78	0.14	9.76
J2149−0728	22642 (750)	8.37 (0.14)	0.852 (0.18)	45.09	66	0.17	34.93
J2227+1753	6548 (28)	7.93 (0.006)	0.550 (0.0071)	1.30	40	0.29	1.53
J2332+2658	9497 (197)	8.43 (0.15)	0.870 (0.2)	2.57	57	0.30	2.57
J2348+2535	25122 (396)	8.53 (0.47)	0.959 (0.54)	6.30	44	0.30	7.26

TABLE A.IV : Model fits with Bad dipole fit

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_*$ )	Mean $B$ (MG)
J0006+0755	8939 (189)	8.26 (0.11)	0.759 (0.14)	13.70	48	0.30	15.05
J0234+2648	15103 (703)	8.39 (0.31)	0.853 (0.39)	45.27	51	0.19	40.78
J0304-0025	13190 (533)	8.32 (0.11)	0.807 (0.15)	11.49	59	0.24	10.42
J0331+0045	16796 (268)	8.57 (0.076)	0.974 (0.093)	12.82	58	0.29	12.52
J0345+0034	7345 (77)	7.99 (0.25)	0.589 (0.3)	2.43	45	0.30	2.75
J0537+6759	7661 (45)	8.33 (0.028)	0.804 (0.037)	1.13	61	0.30	1.09
J0632+5559	9876 (37)	8.52 (0.0086)	0.930 (0.011)	0.81	45	0.30	0.92
J0758+3544	22693 (1052)	8.96 (0.12)	1.183 (0.11)	30.90	36	0.30	38.00
J0803+1229	20441 (505)	8.93 (0.0081)	1.172 (0.0081)	37.43	31	0.26	44.25
J0804+1827	11731 (573)	8.66 (0.012)	1.019 (0.016)	72.44	64	0.30	66.52
J0816+0412	12735 (433)	7.84 (0.25)	0.517 (0.22)	10.33	65	0.26	9.02
J0849+0037	15424 (453)	8.33 (0.18)	0.818 (0.22)	17.93	57	0.20	15.52
J0855+1640	16332 (709)	8.43 (0.63)	0.885 (0.72)	15.34	34	0.30	19.11
J0858+4126	7013 (84)	8.37 (0.057)	0.829 (0.076)	2.64	41	0.30	3.09
J0907+3538	18101 (1029)	8.76 (0.14)	1.085 (0.17)	16.44	49	0.26	16.92
J0930-0126	14944 (823)	8.91 (0.39)	1.157 (0.37)	21.66	50	0.30	23.41
J0937+1021	19955 (1174)	8.98 (0.64)	1.193 (0.6)	288.08	66	0.14	217.85
J1018+0111	12845 (753)	8.70 (0.14)	1.045 (0.16)	76.07	16	0.05	64.24
J1018+3033	21298 (437)	8.78 (0.15)	1.098 (0.19)	50.92	78	0.24	37.68
J1020+3626	19101 (1071)	8.31 (0.18)	0.813 (0.23)	59.79	69	0.15	44.69
J1022+1949	8673 (189)	8.38 (0.33)	0.838 (0.42)	2.65	30	0.30	3.37
J1033+2309	26025 (1171)	8.77 (0.15)	1.097 (0.15)	230.49	40	0.26	254.52
J1035+2126	6882 (53)	8.09 (0.021)	0.644 (0.027)	2.63	48	0.30	2.89
J1126+0906	11623 (496)	8.86 (0.04)	1.132 (0.04)	26.08	2	0.28	35.13
J1130+3057	10767 (384)	8.55 (0.18)	0.952 (0.22)	3.94	30	0.29	4.96
J1206+0813	15163 (998)	8.80 (0.26)	1.103 (0.27)	180.54	50	0.30	194.44
J1216-0026	16409 (1263)	8.83 (0.18)	1.118 (0.27)	63.24	53	0.27	63.85
J1242+4548	11667 (393)	8.56 (0.22)	0.963 (0.39)	10.93	21	0.30	14.57
J1351+5419	13937 (1038)	8.43 (0.27)	0.882 (0.34)	368.52	34	0.07	303.55
J1508+2150	19995 (406)	8.17 (0.12)	0.726 (0.15)	23.78	42	0.30	27.78

Table A.IV continued on next page

**Table A.IV** (*continued*)

J name	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	Mass ( $M_{\odot}$ )	$B_p$ (MG)	$i$ (deg)	$a_z$ ( $R_*$ )	Mean $B$ (MG)
J1511+4220	11595 (411)	8.72 (0.09)	1.054 (0.11)	14.01	40	0.30	16.61
J1517+6105	10751 (782)	8.83 (0.12)	1.118 (0.14)	10.27	47	0.11	8.45
J1535+4213	18696 (2151)	7.70 (0.25)	0.469 (0.18)	5.99	83	-0.29	3.65
J1557+0411	24847 (1220)	9.04 (0.044)	1.218 (0.037)	43.83	55	0.25	41.65
J1601+0442	20251 (983)	8.52 (0.44)	0.942 (0.52)	92.59	18	0.03	75.75
J1603+1409	10547 (348)	8.62 (0.017)	0.996 (0.022)	48.88	47	0.23	48.74
J1604+4908	10717 (478)	8.67 (0.15)	1.023 (0.18)	67.10	40	0.30	80.07
J1608+0644	9407 (256)	8.51 (0.41)	0.925 (0.5)	22.71	37	0.30	27.63
J1633+1942	16393 (230)	8.13 (0.045)	0.695 (0.056)	3.61	54	0.30	3.72
J1648+4618	14608 (473)	8.31 (0.11)	0.803 (0.14)	19.48	50	0.30	21.18
J1709+2341	13784 (817)	8.53 (0.19)	0.943 (0.26)	12.07	50	0.28	12.72
J2117-0736	26033 (1002)	9.02 (0.12)	1.211 (0.15)	6.24	51	0.30	6.71
J2149+0048	14121 (484)	8.67 (0.17)	1.032 (0.23)	9.57	54	0.27	9.55
J2218-0000	16678 (702)	8.84 (0.12)	1.127 (0.12)	96.00	20	0.28	123.63
J2322+0039	20241 (573)	8.97 (0.58)	1.188 (0.52)	11.00	19	0.10	10.12

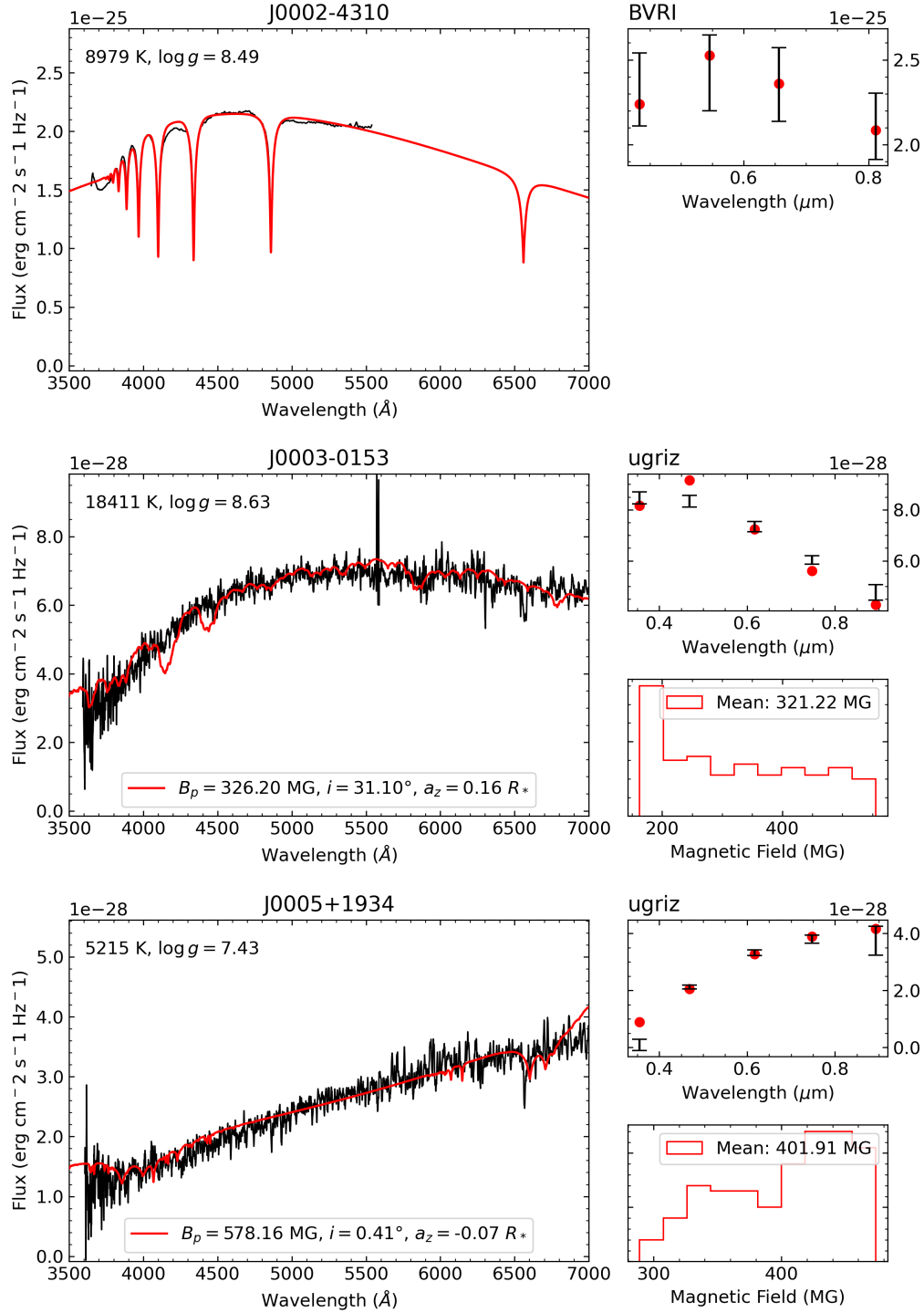


FIGURE A.1 : Dipolar magnetic field solution for each star in our sample. The main panel (left) is the synthetic spectrum superposed with observations, top right is the photometric fit with the magnetic field, and lower right is the distribution of magnetic intensity on the visible surface of the star.

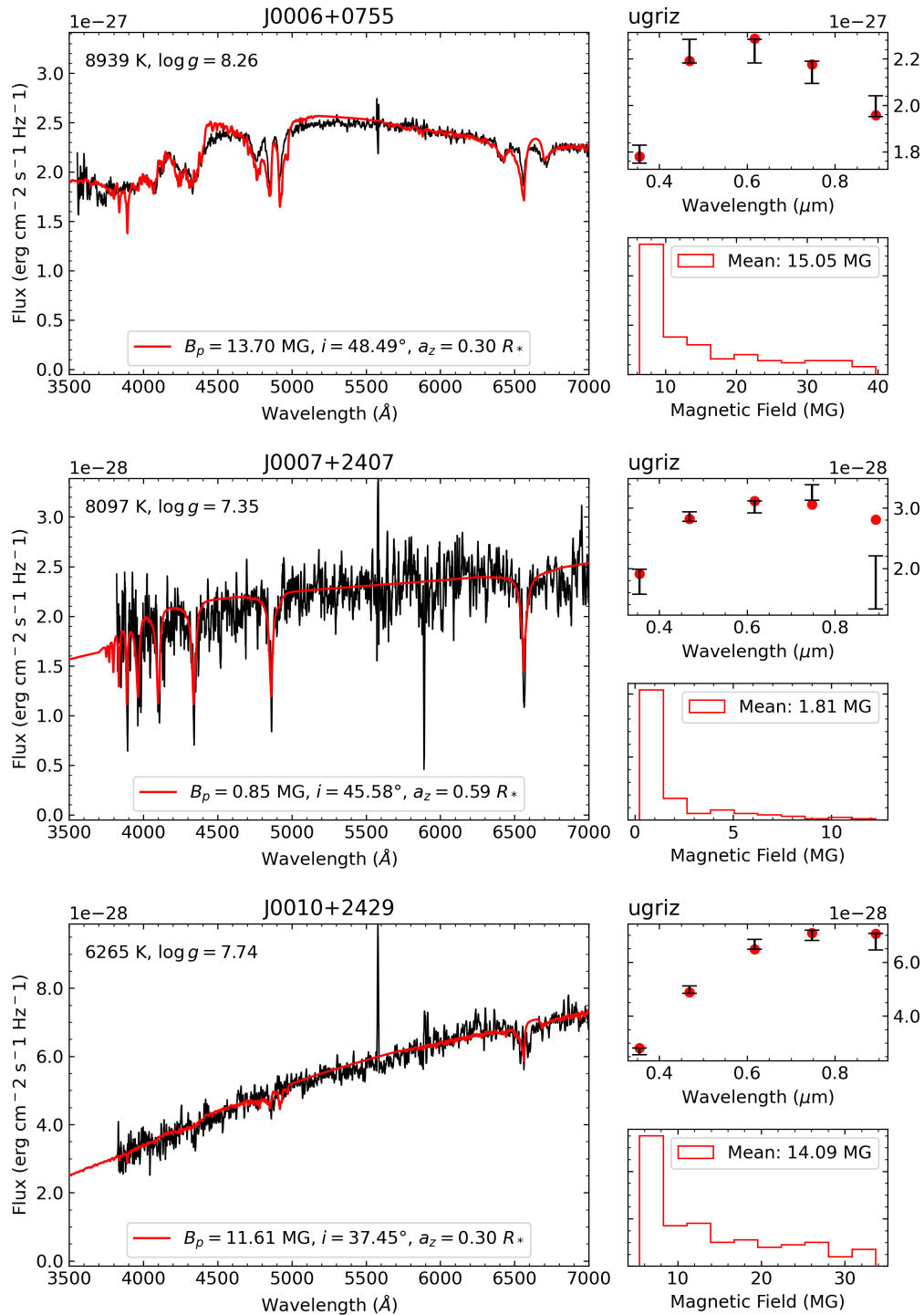


FIGURE A.1 (cont.)

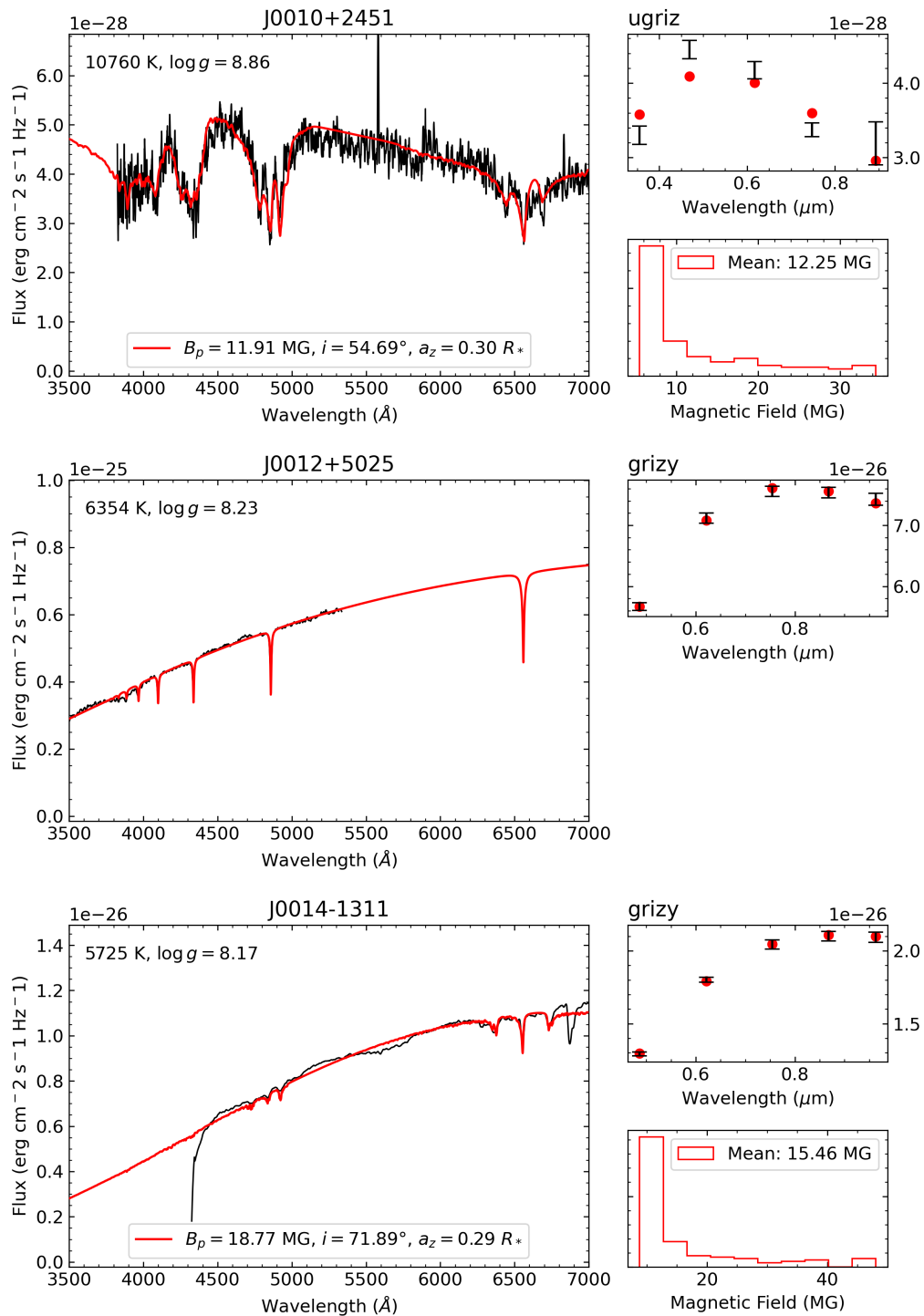


FIGURE A.1 (cont.)



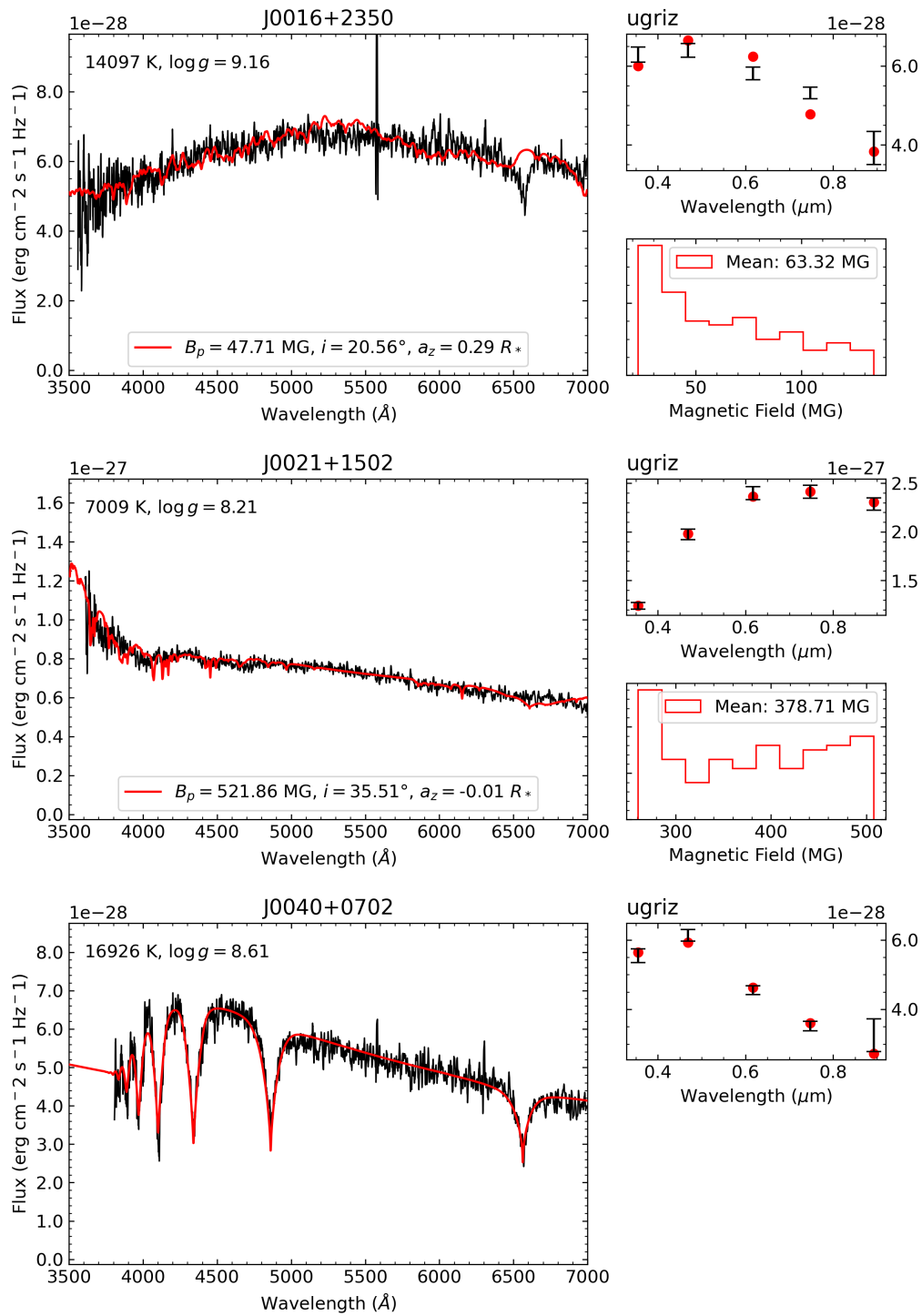


FIGURE A.1 (cont.)

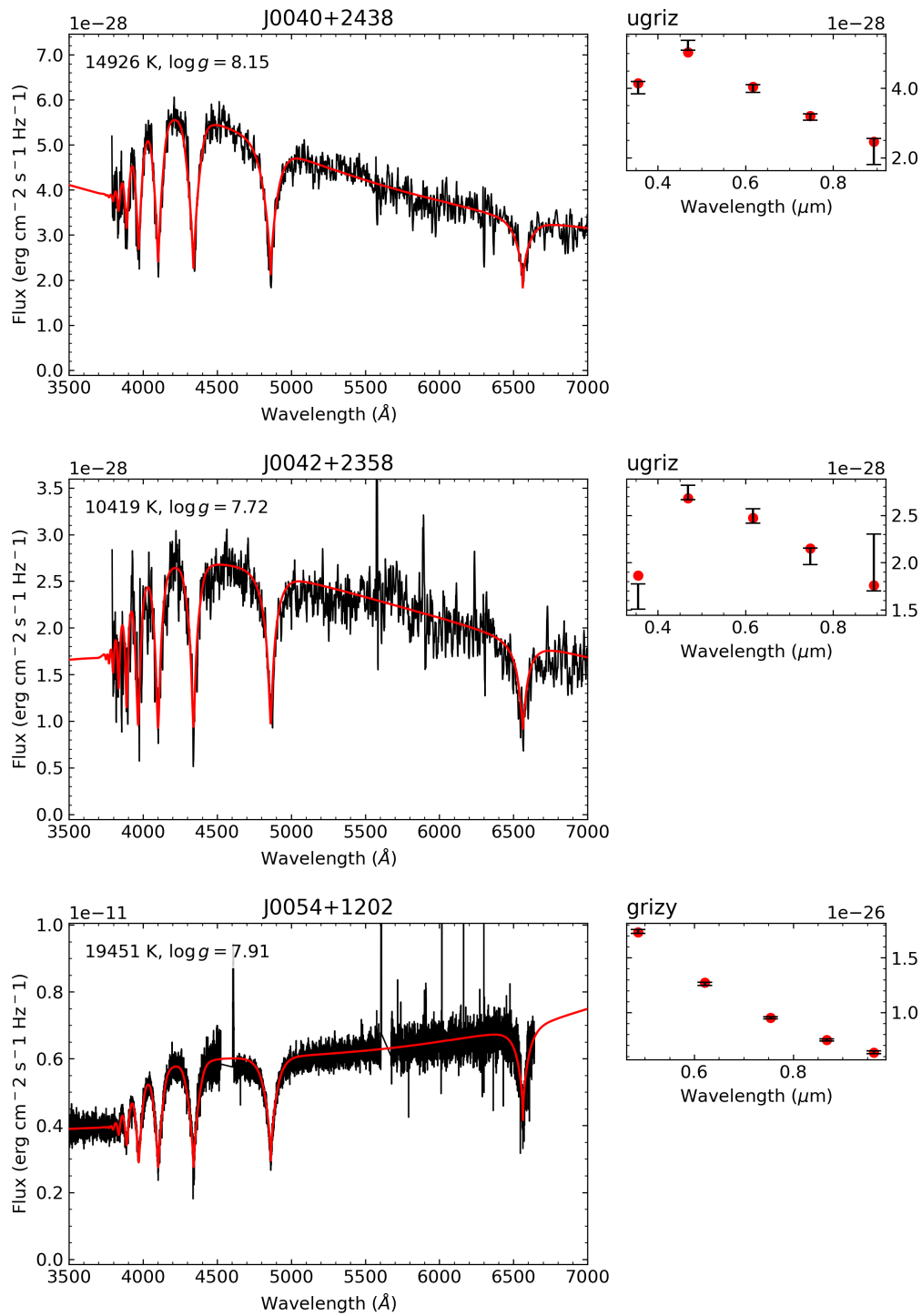


FIGURE A.1 (cont.)

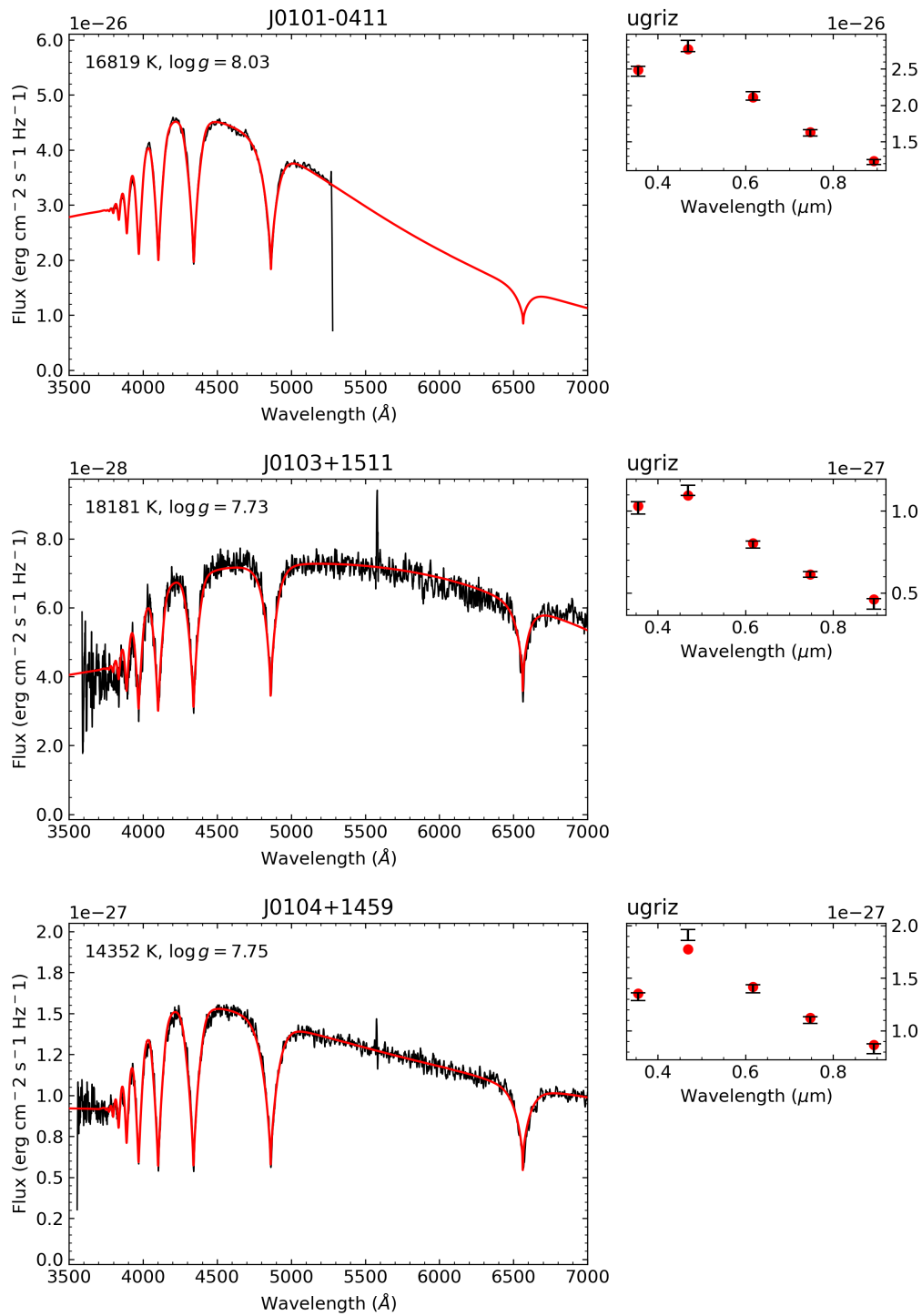


FIGURE A.1 (cont.)

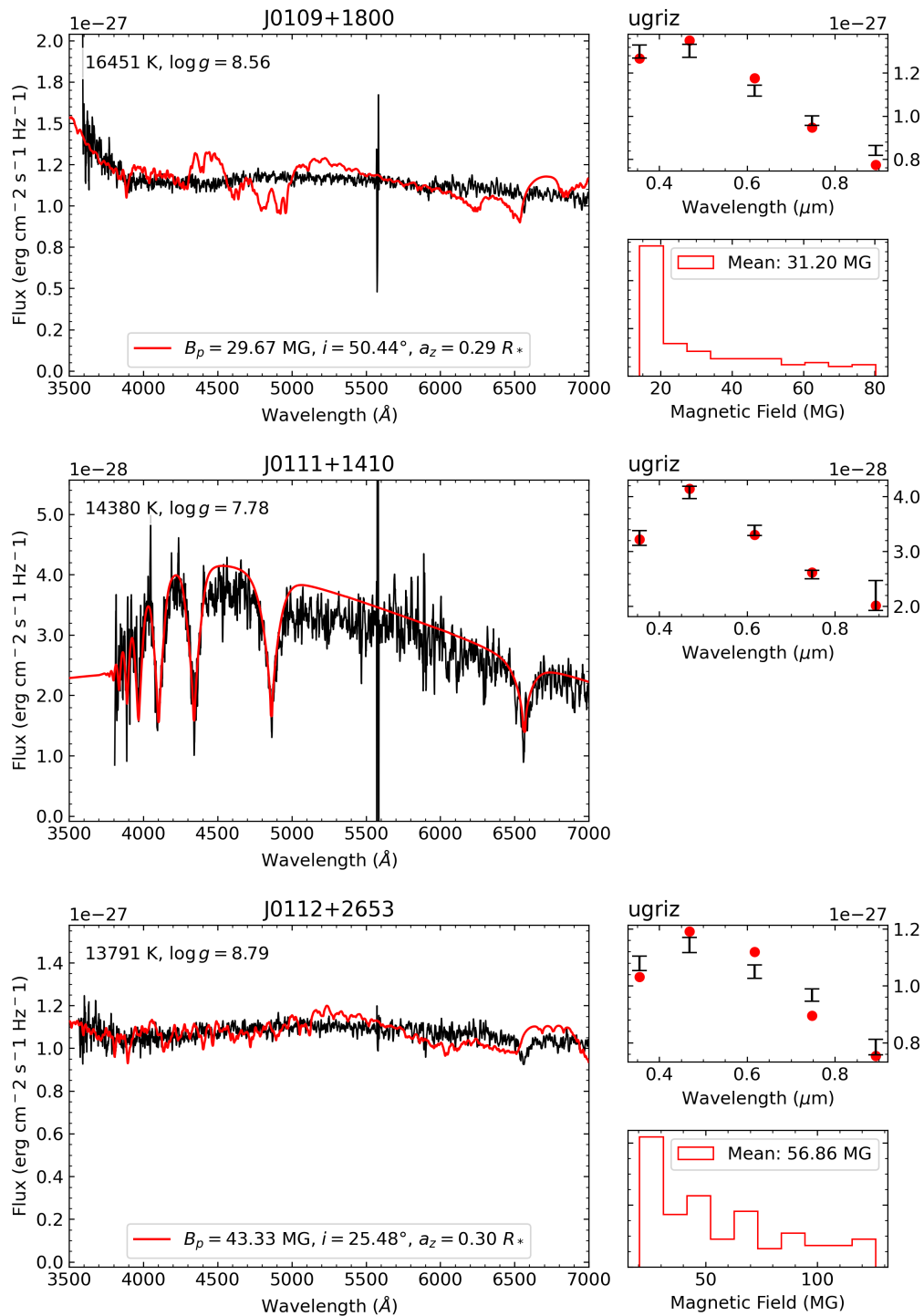


FIGURE A.1 (cont.)

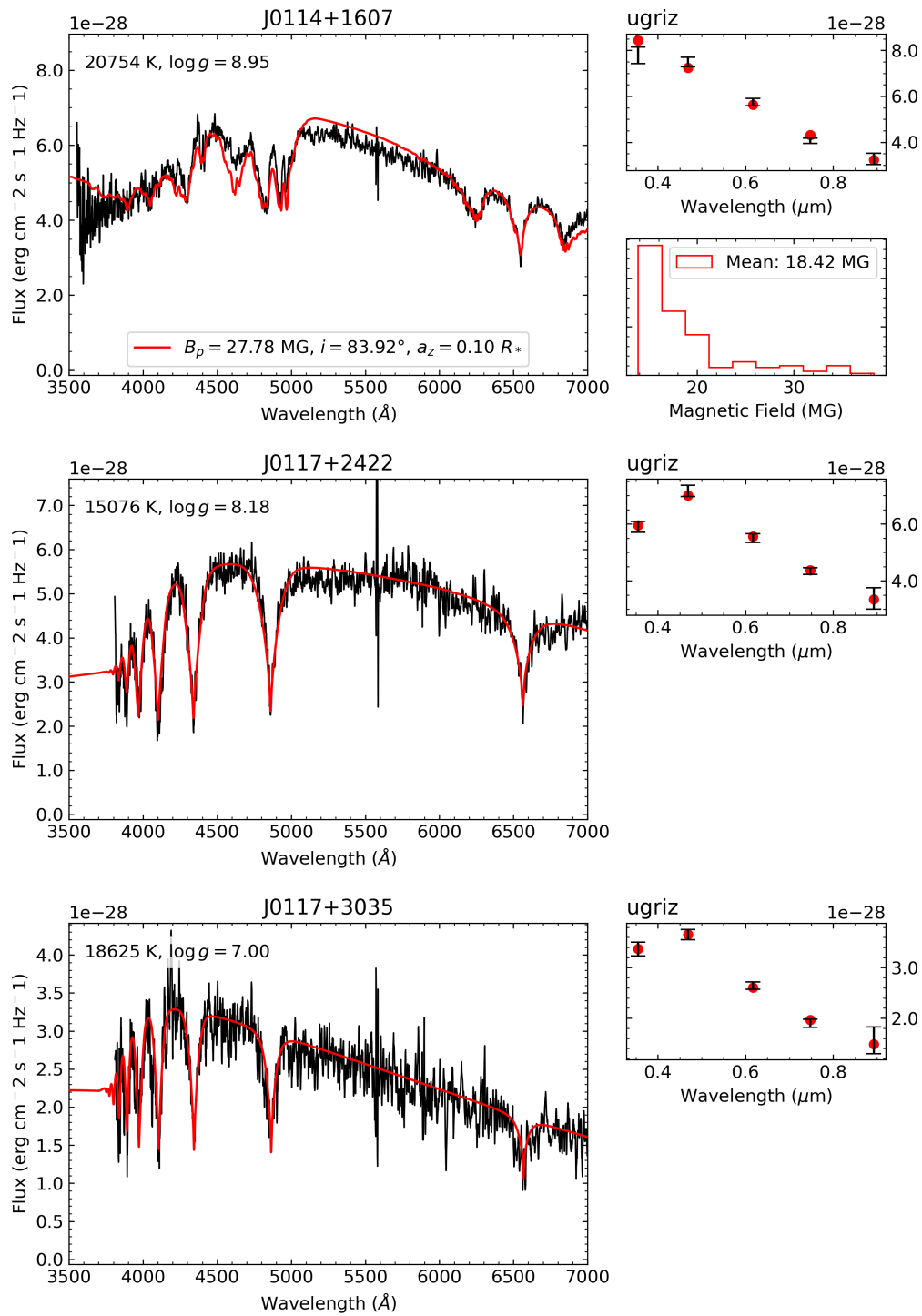


FIGURE A.1 (cont.)

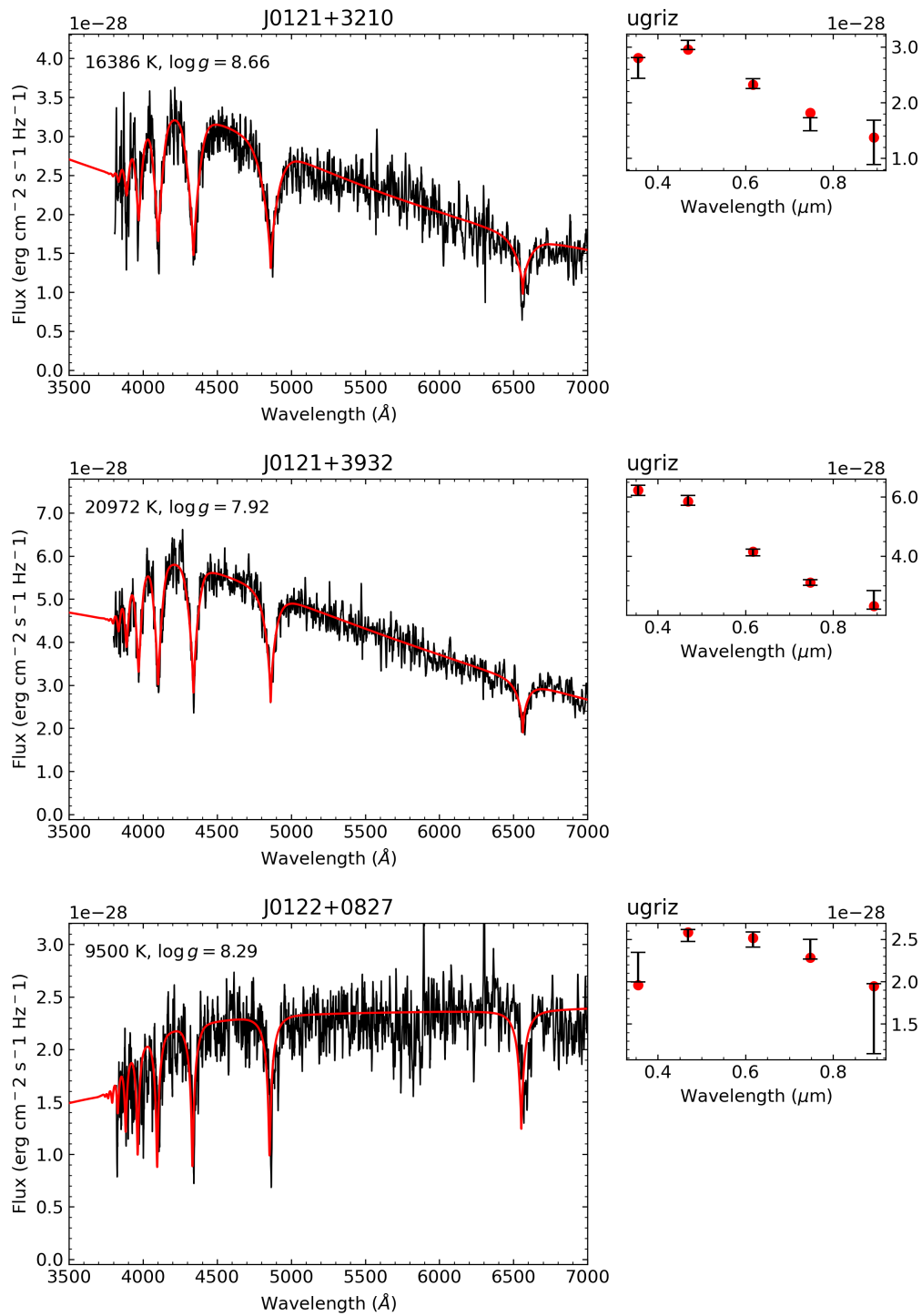


FIGURE A.1 (cont.)

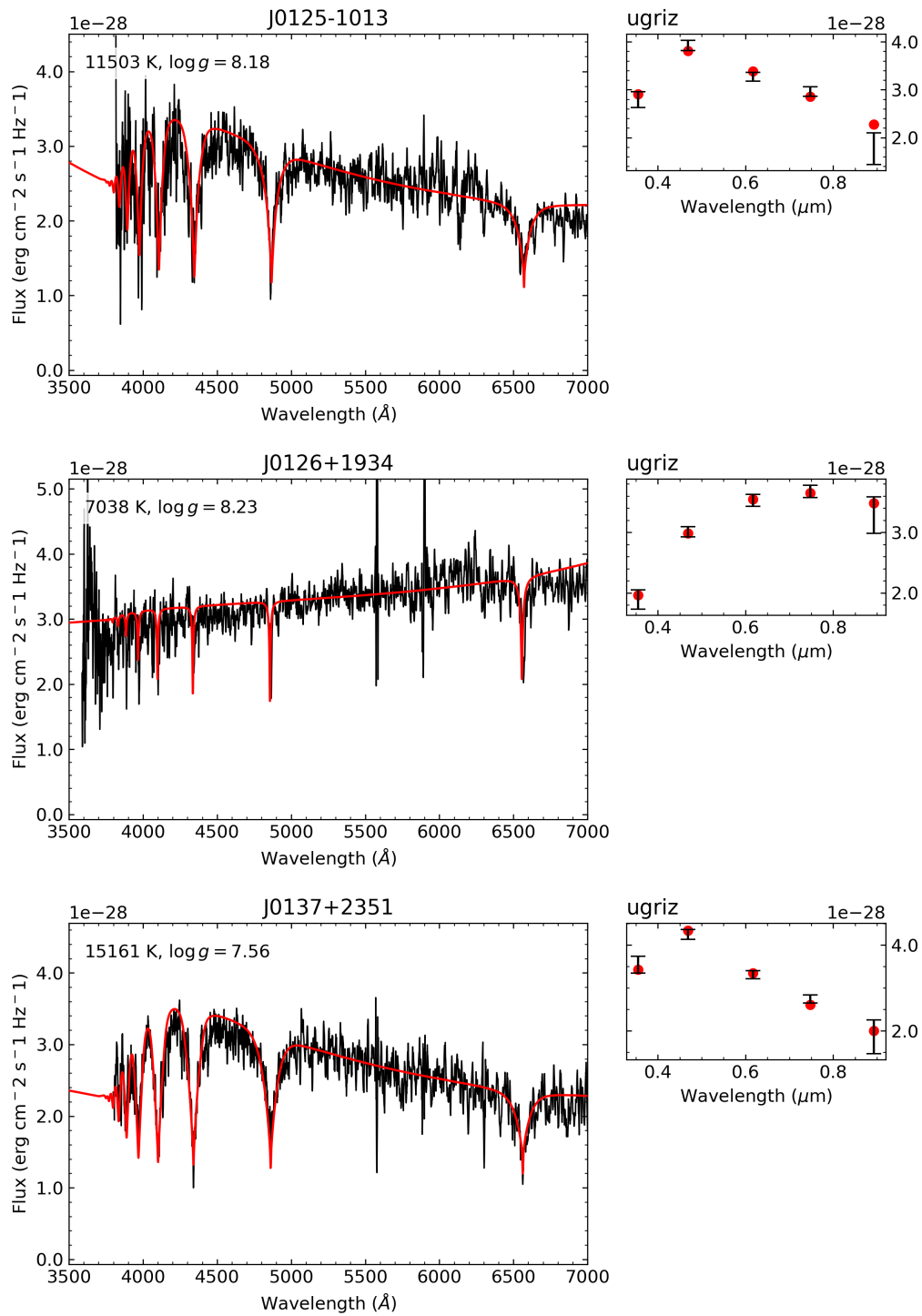


FIGURE A.1 (cont.)

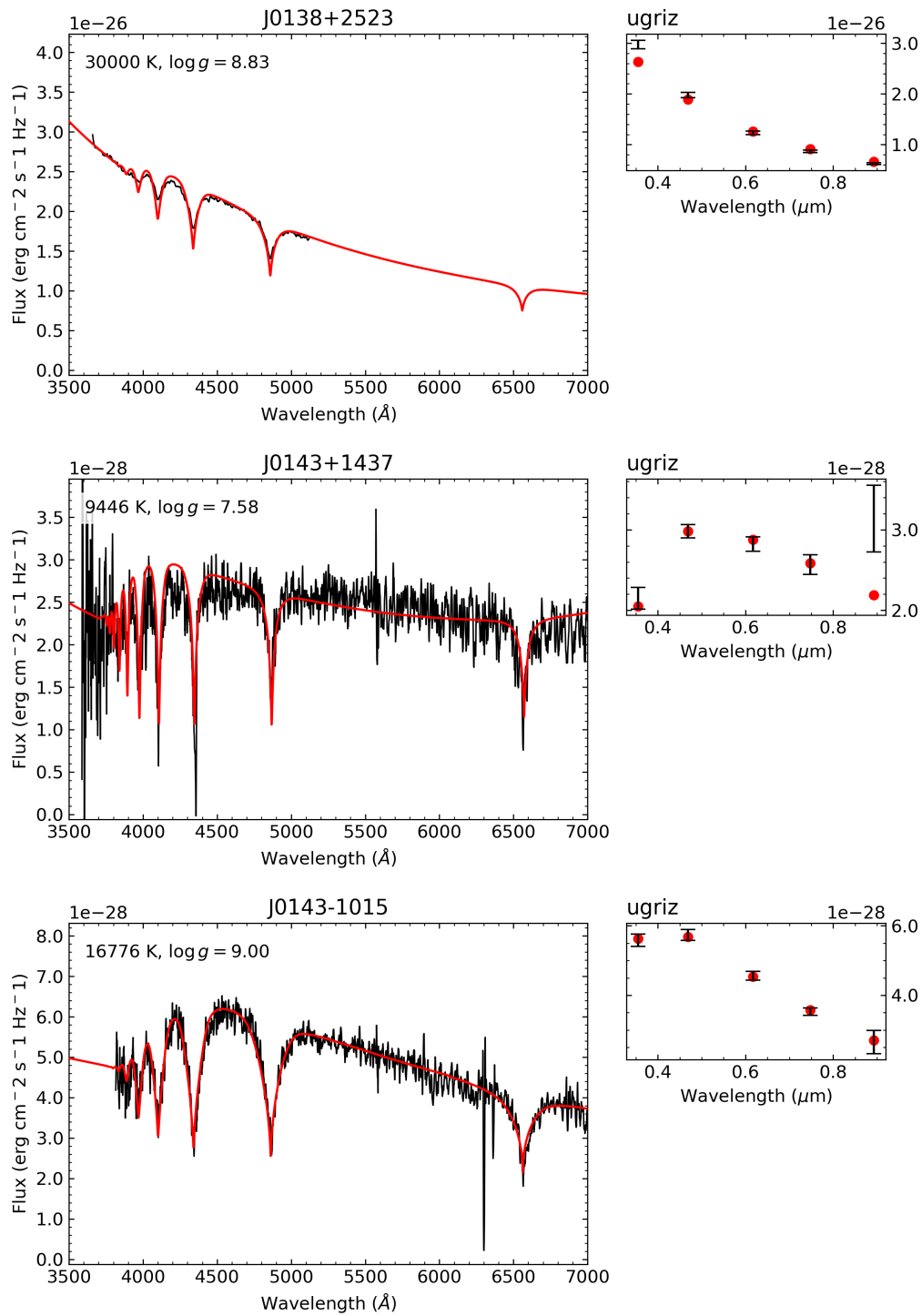


FIGURE A.1 (cont.)



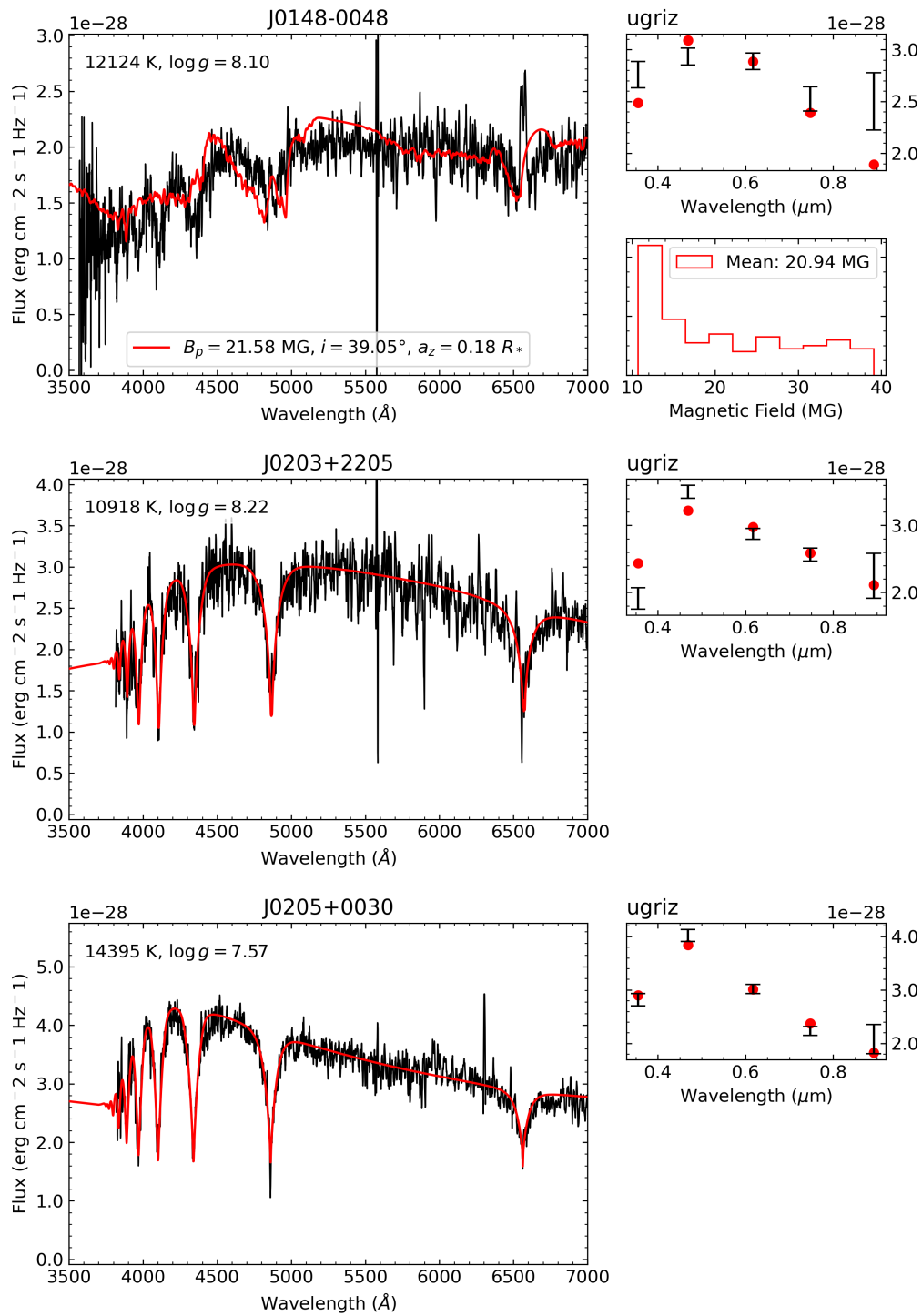


FIGURE A.1 (cont.)

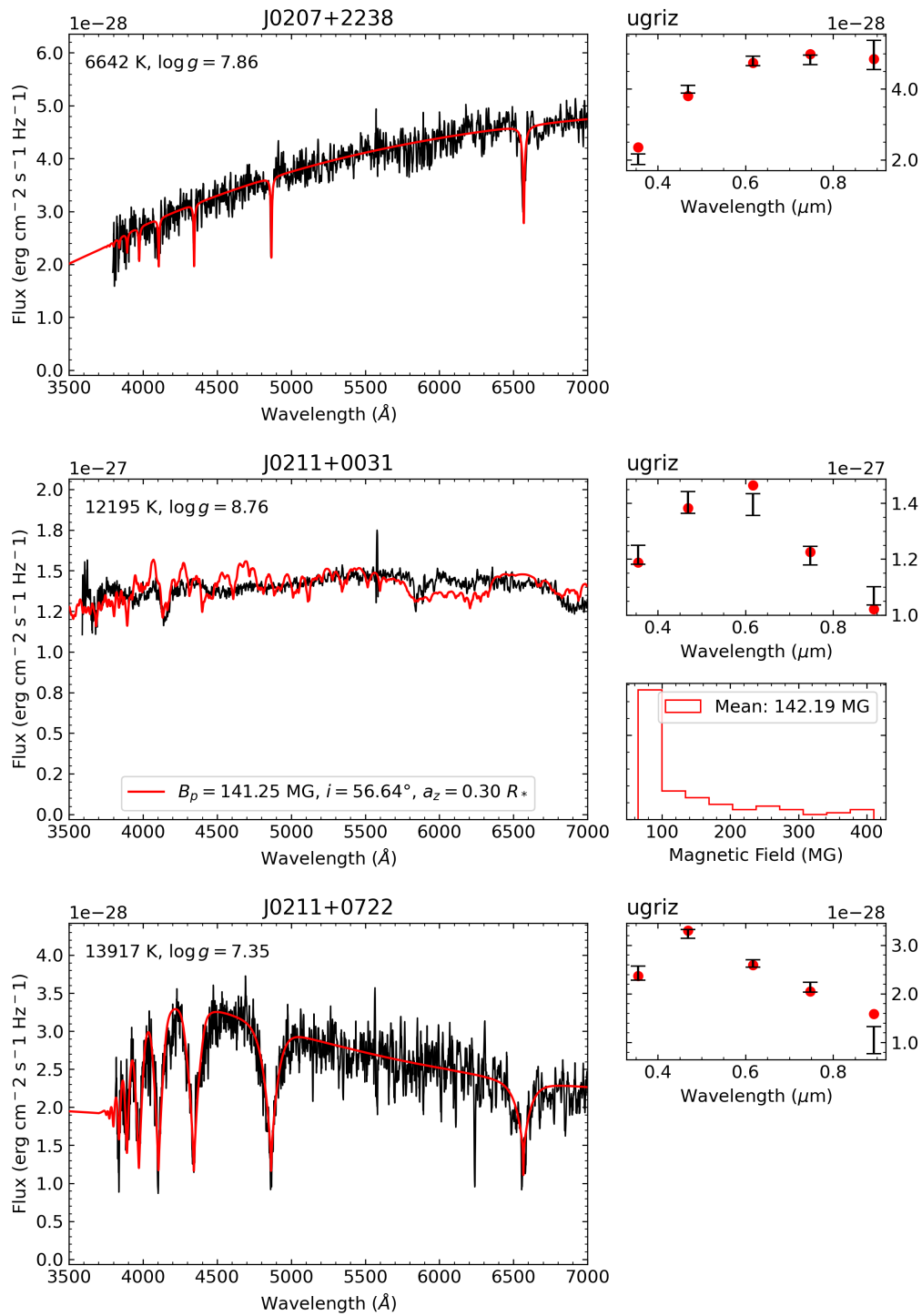


FIGURE A.1 (cont.)

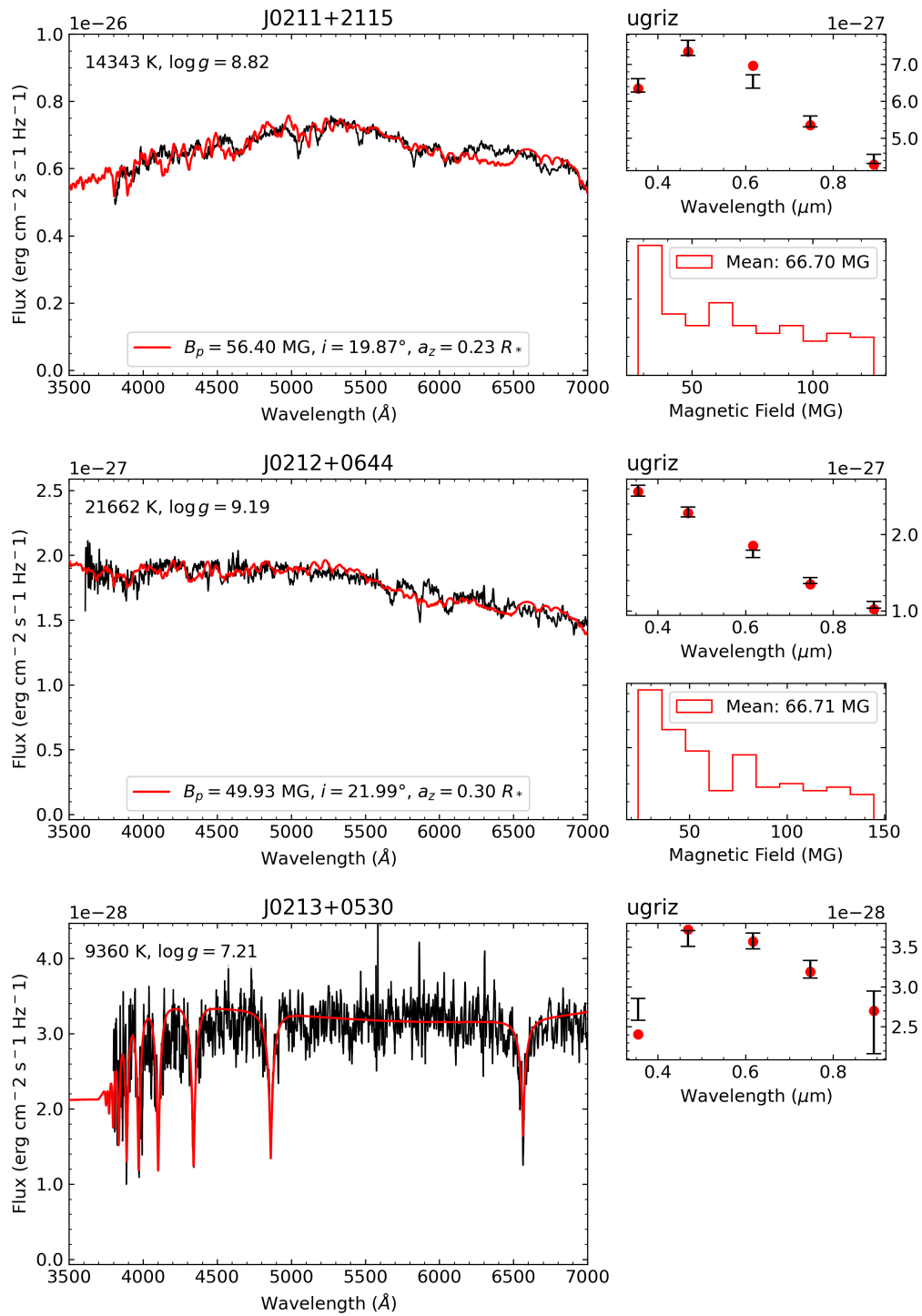


FIGURE A.1 (cont.)

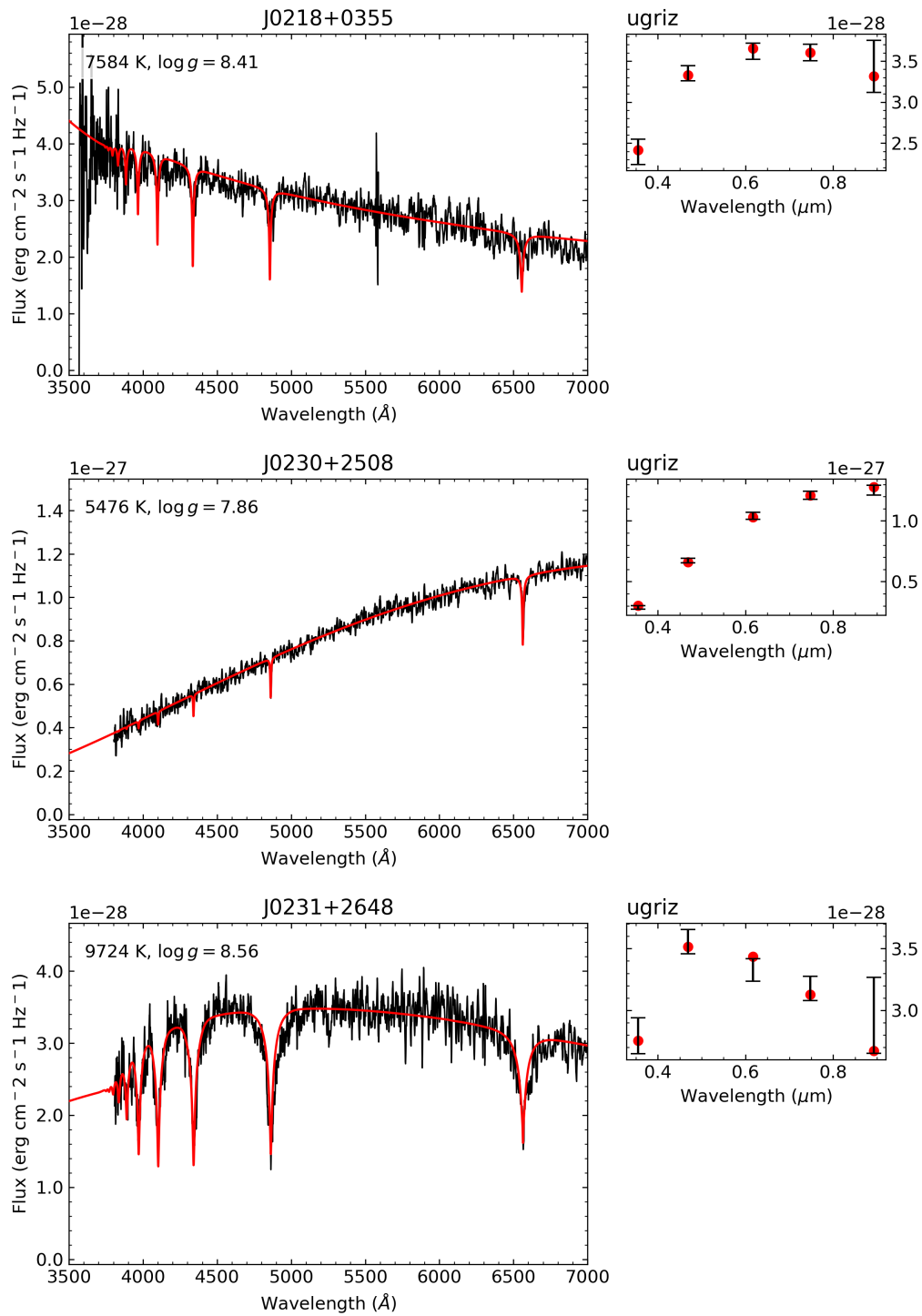


FIGURE A.1 (cont.)

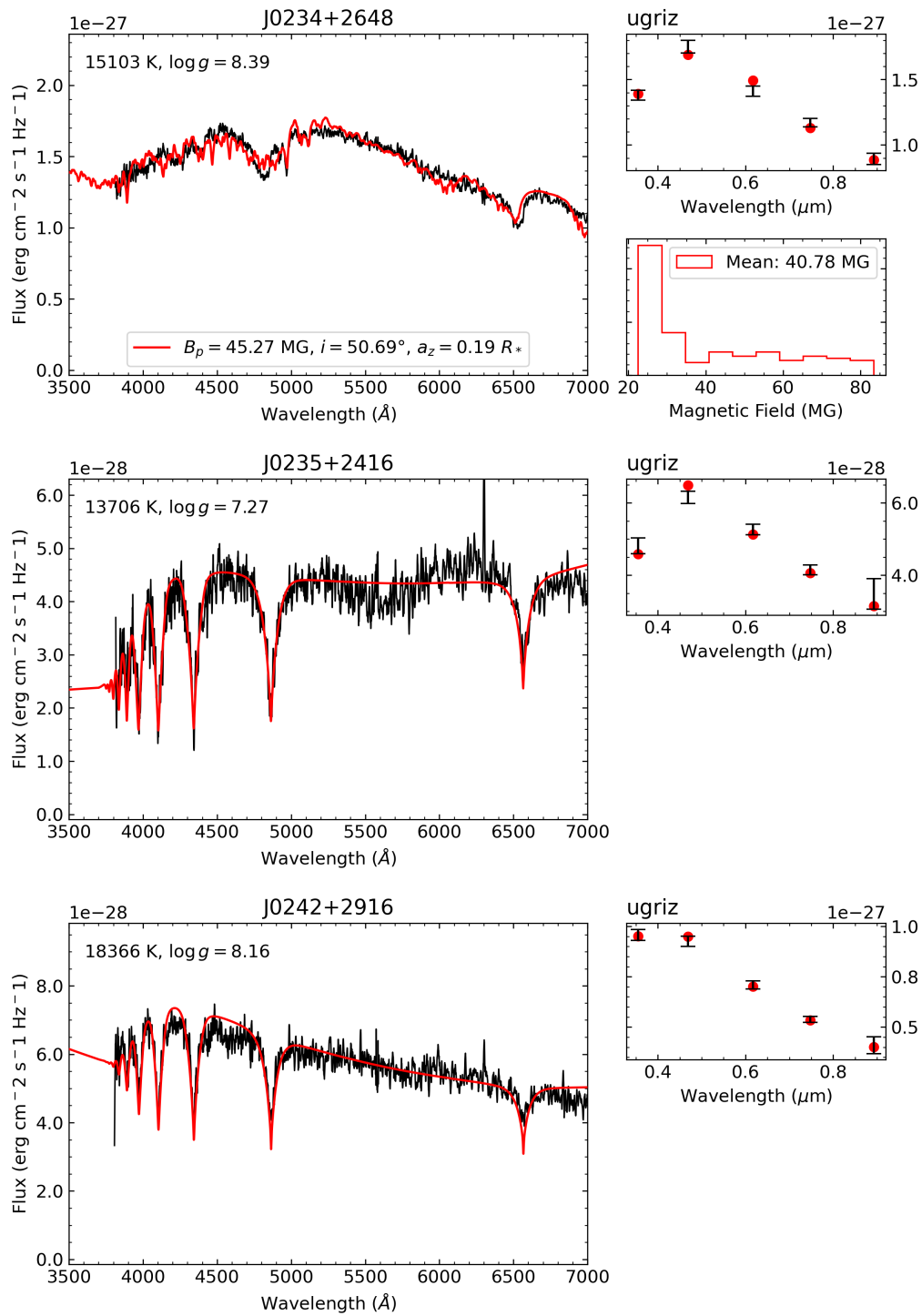


FIGURE A.1 (cont.)

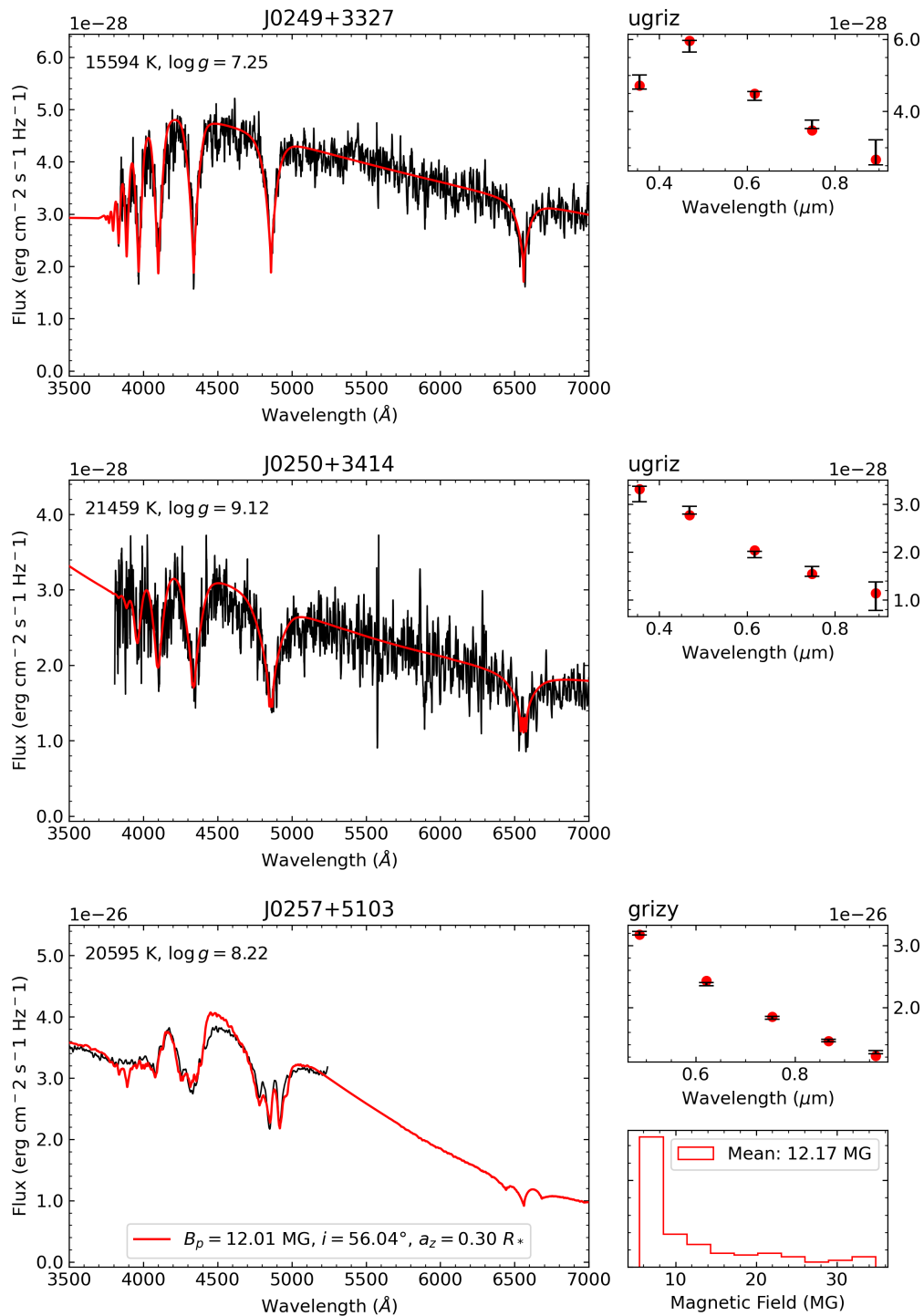


FIGURE A.1 (cont.)

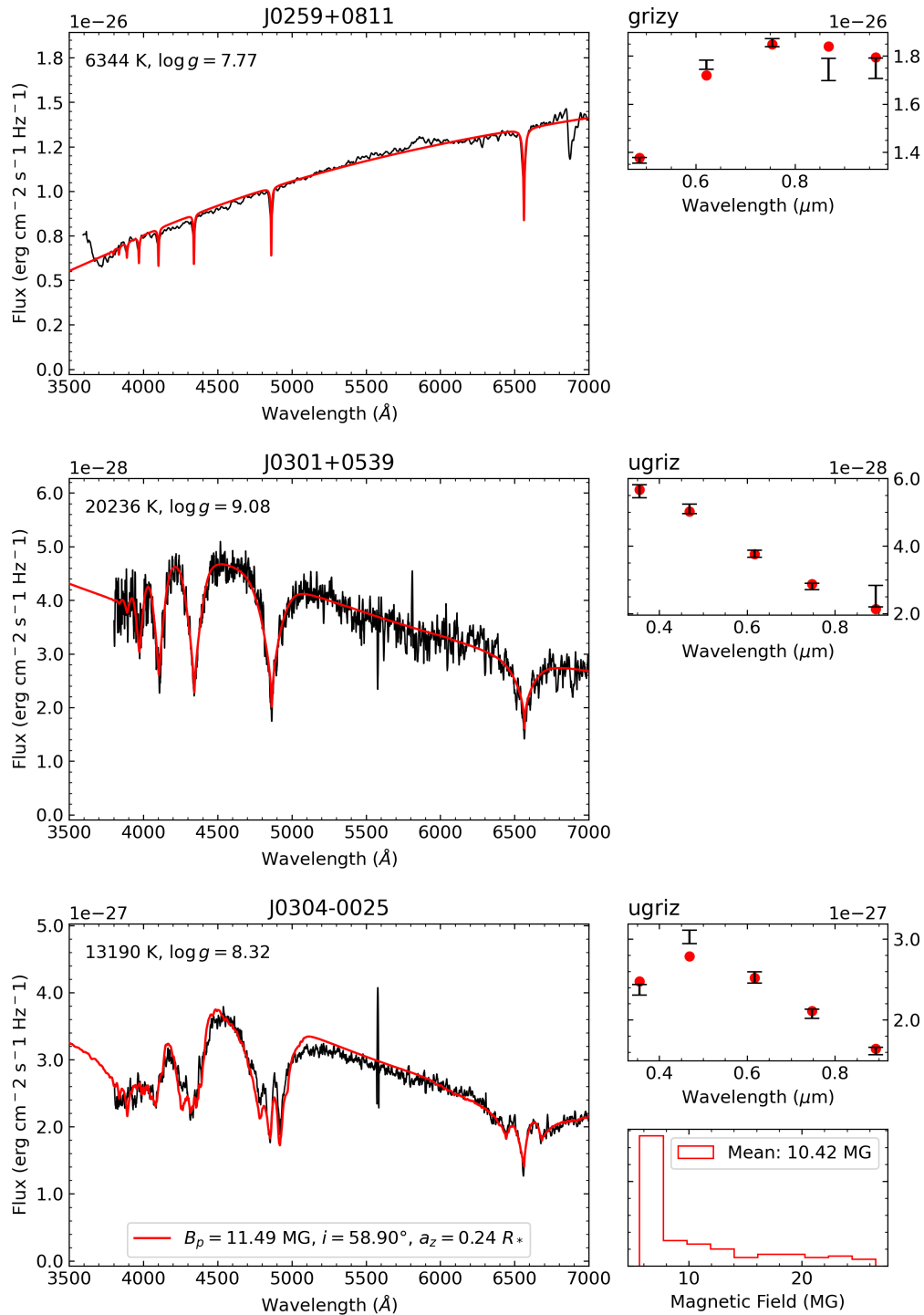


FIGURE A.1 (cont.)

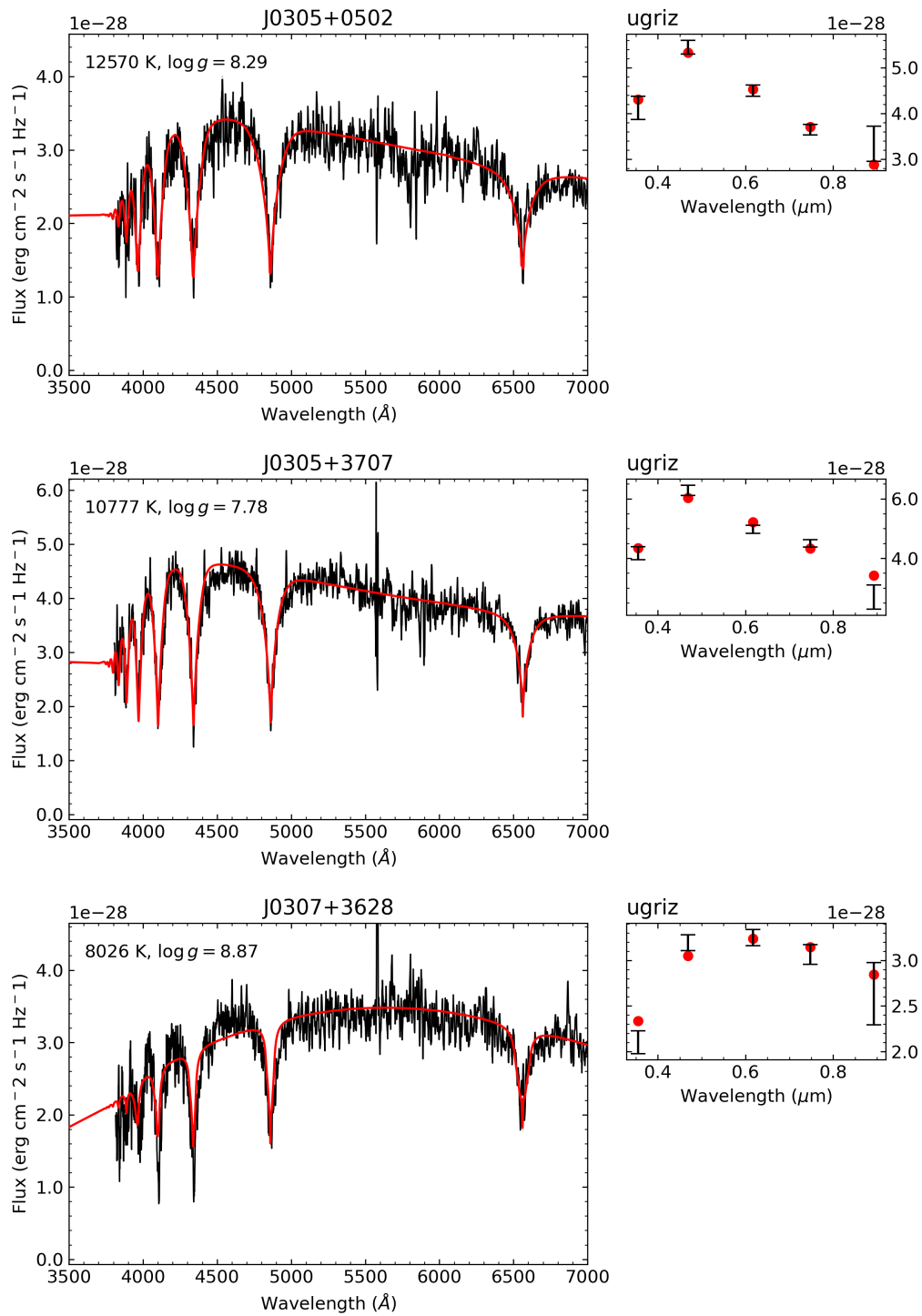


FIGURE A.1 (cont.)



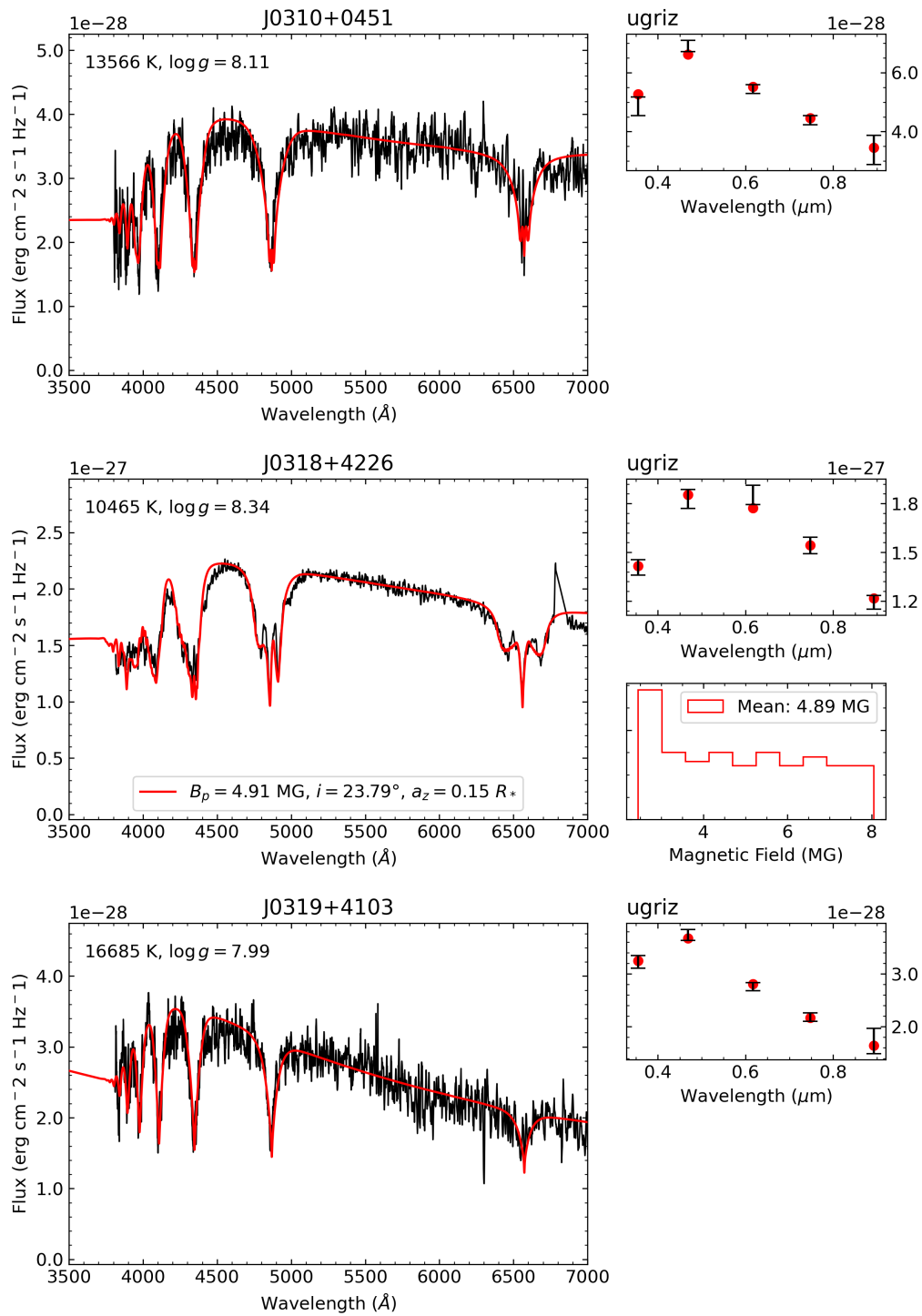


FIGURE A.1 (cont.)

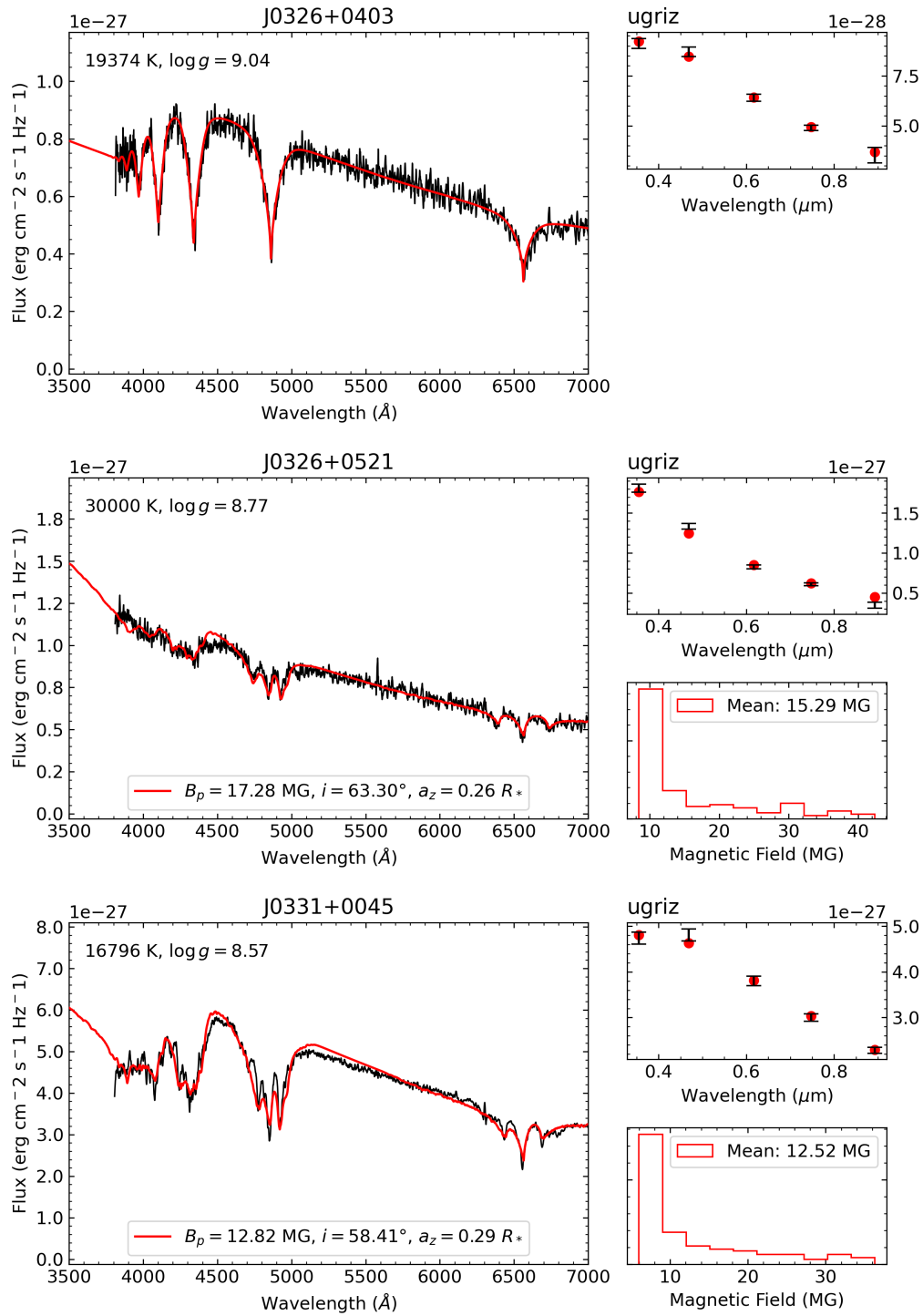


FIGURE A.1 (cont.)

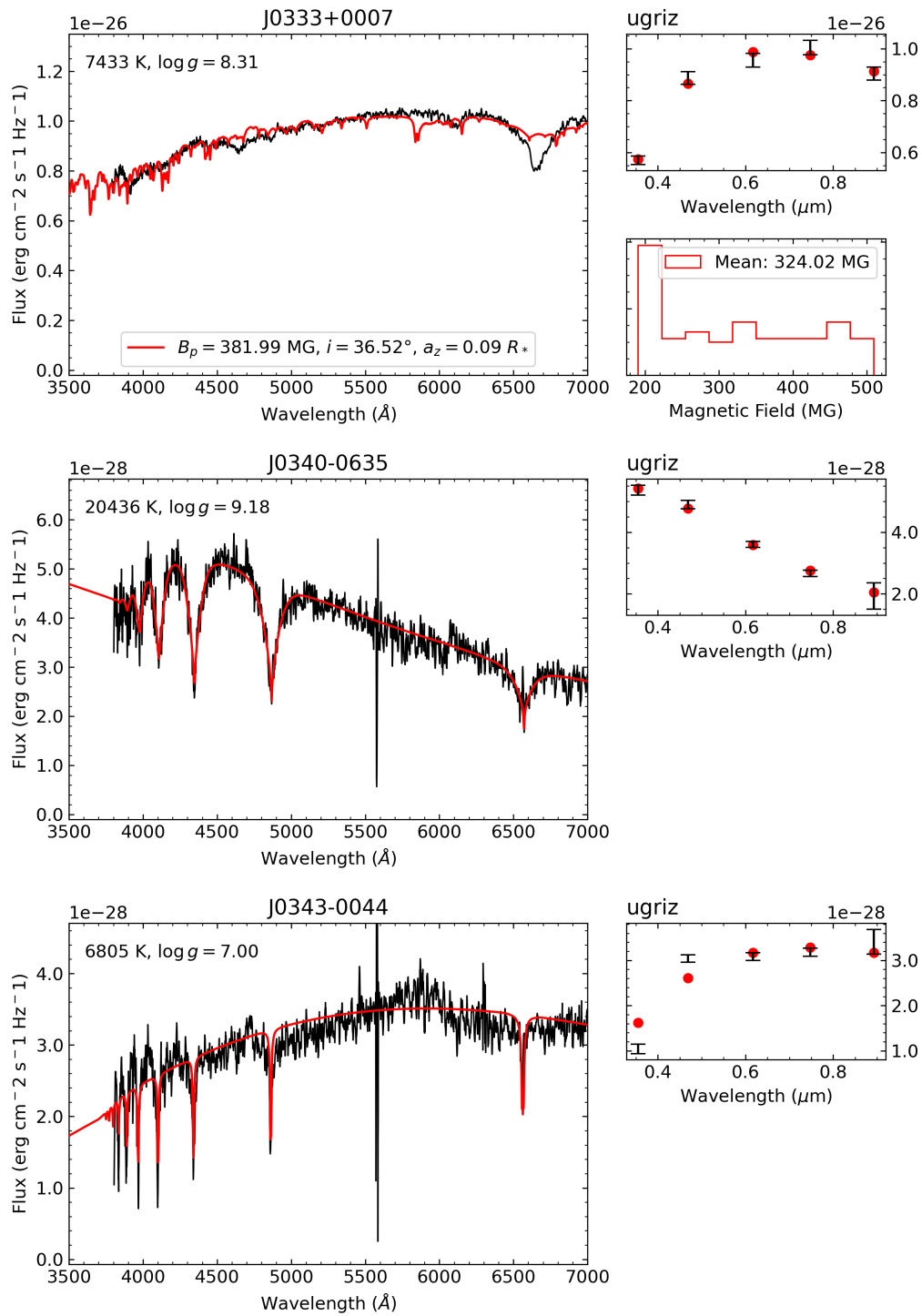


FIGURE A.1 (cont.)

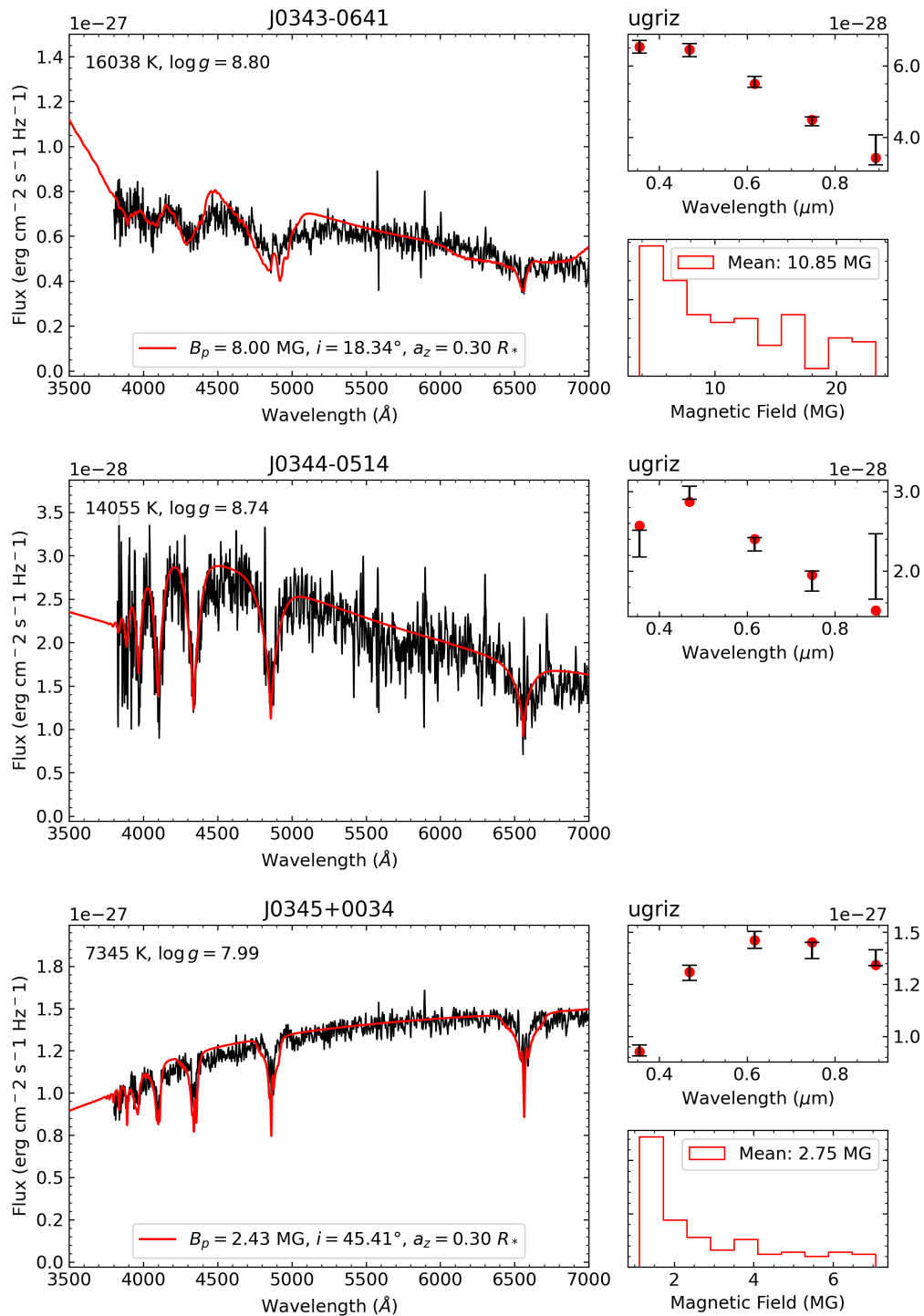


FIGURE A.1 (cont.)

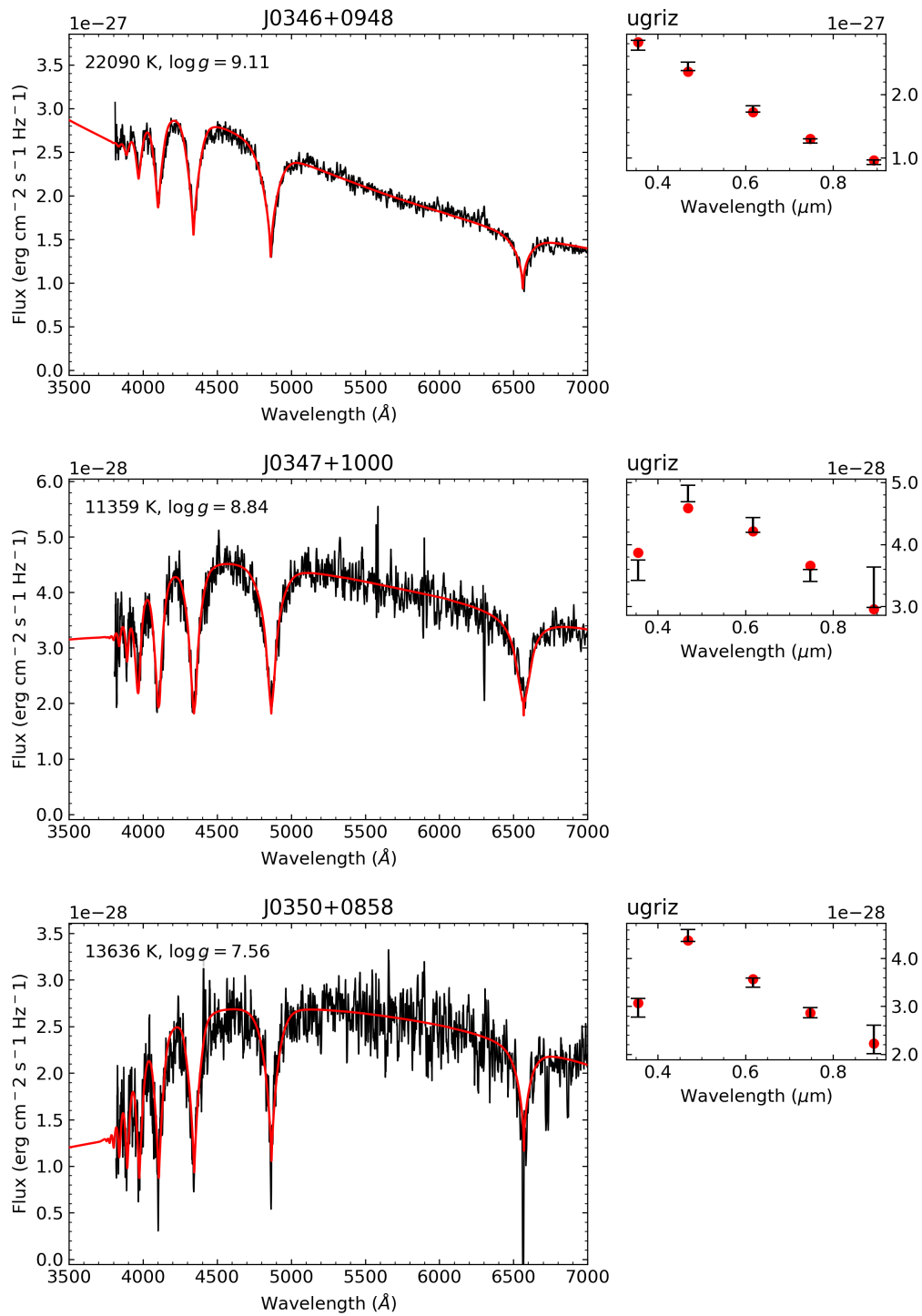


FIGURE A.1 (cont.)

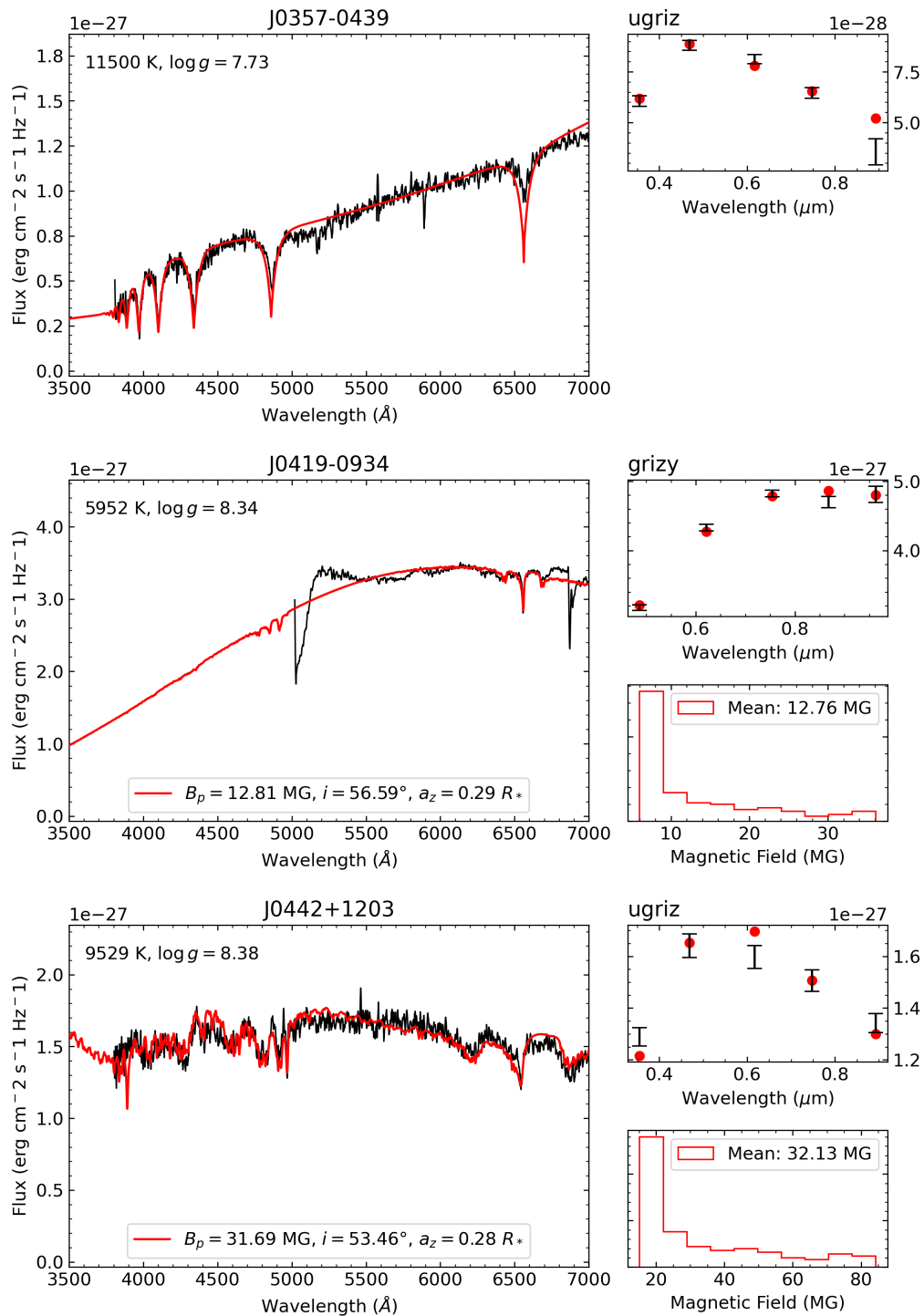


FIGURE A.1 (cont.)

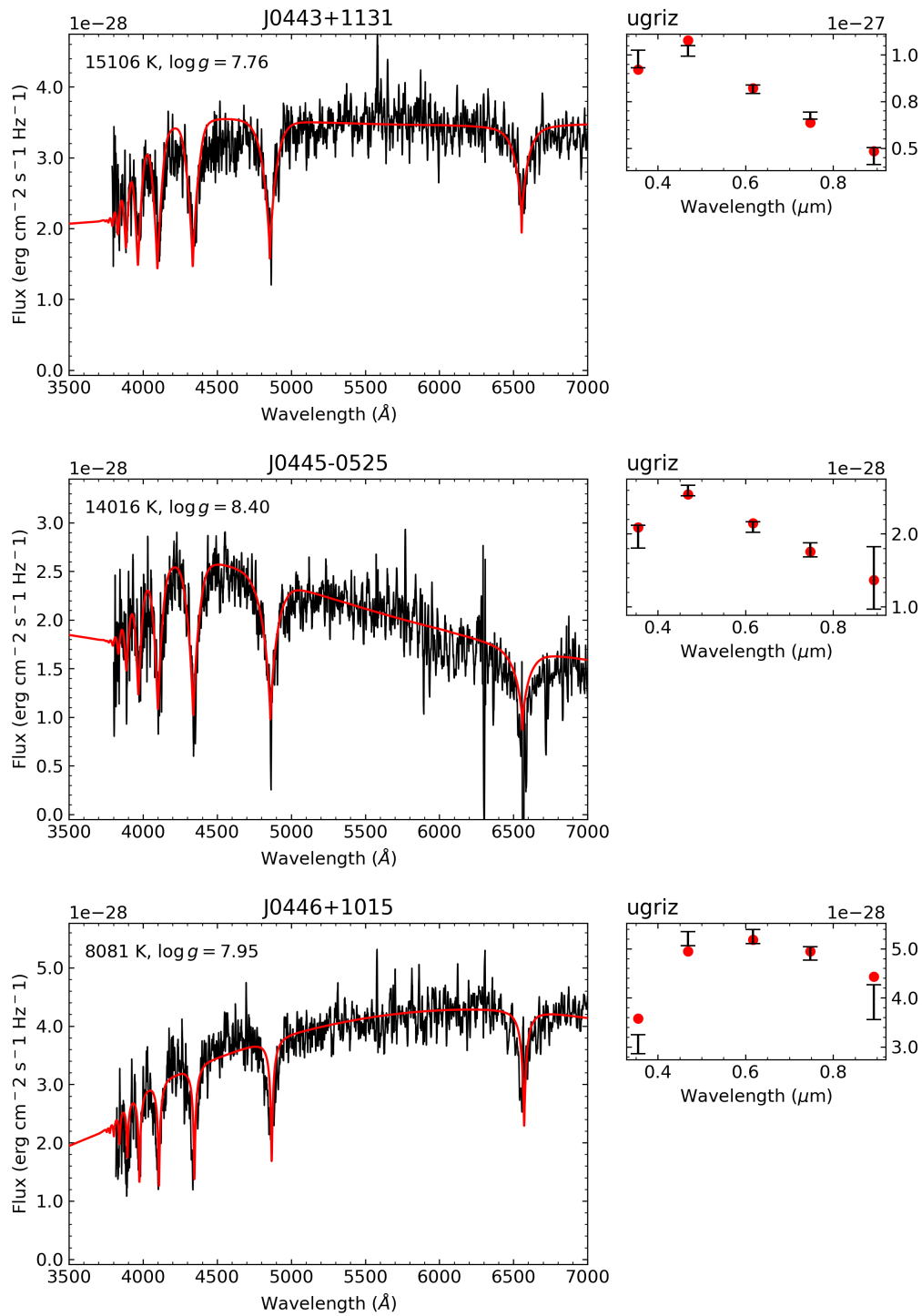


FIGURE A.1 (cont.)

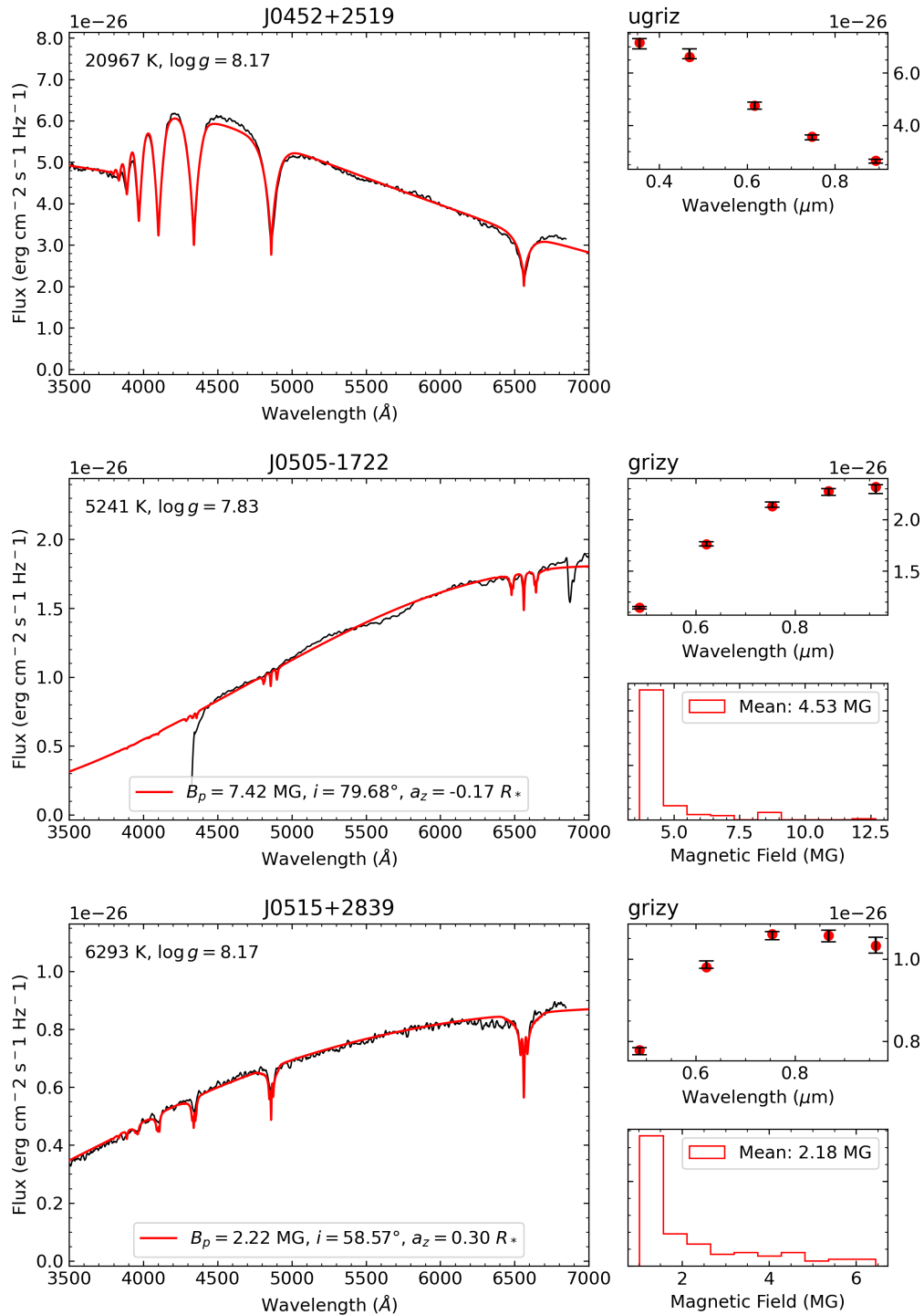


FIGURE A.1 (cont.)



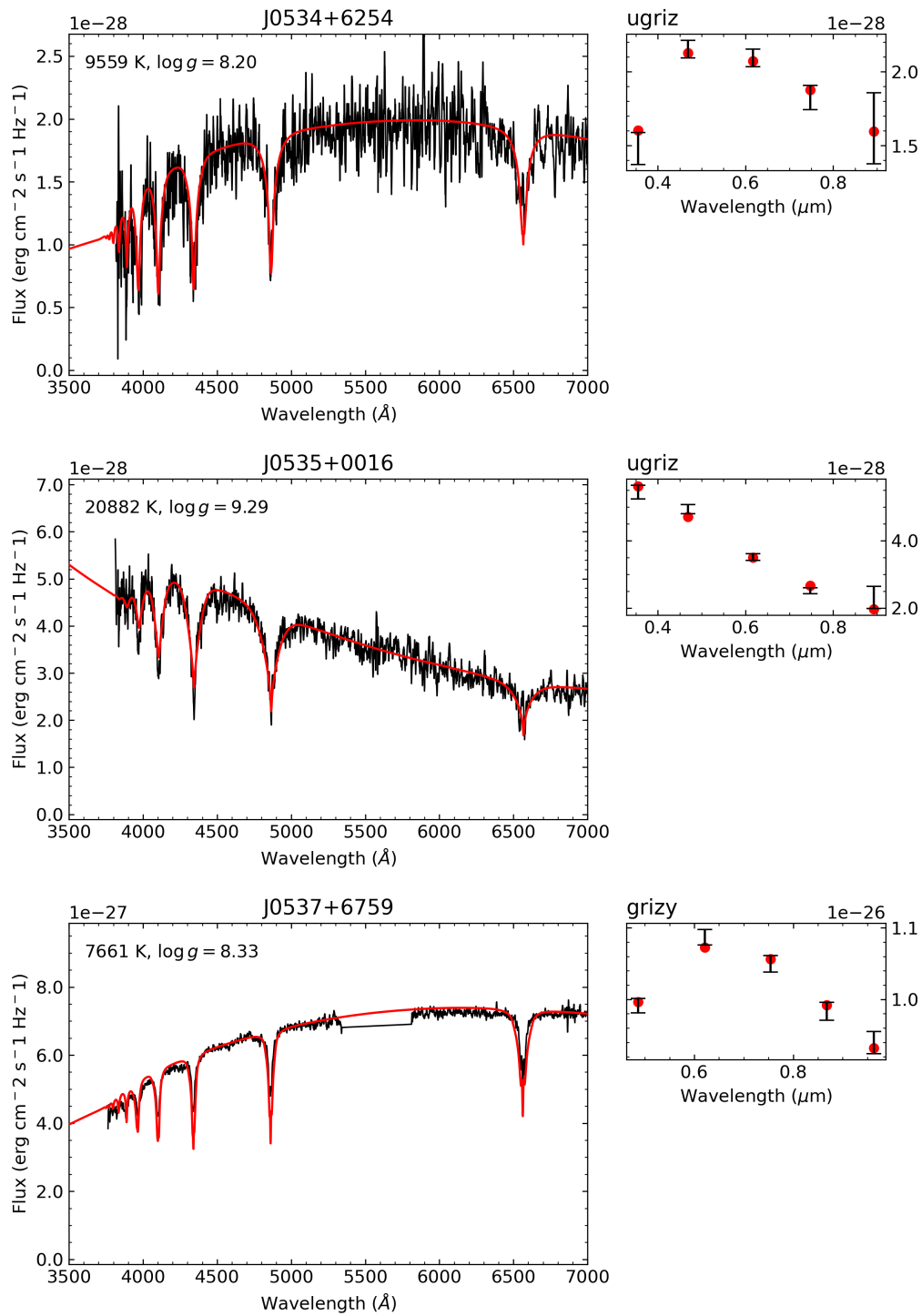


FIGURE A.1 (cont.)

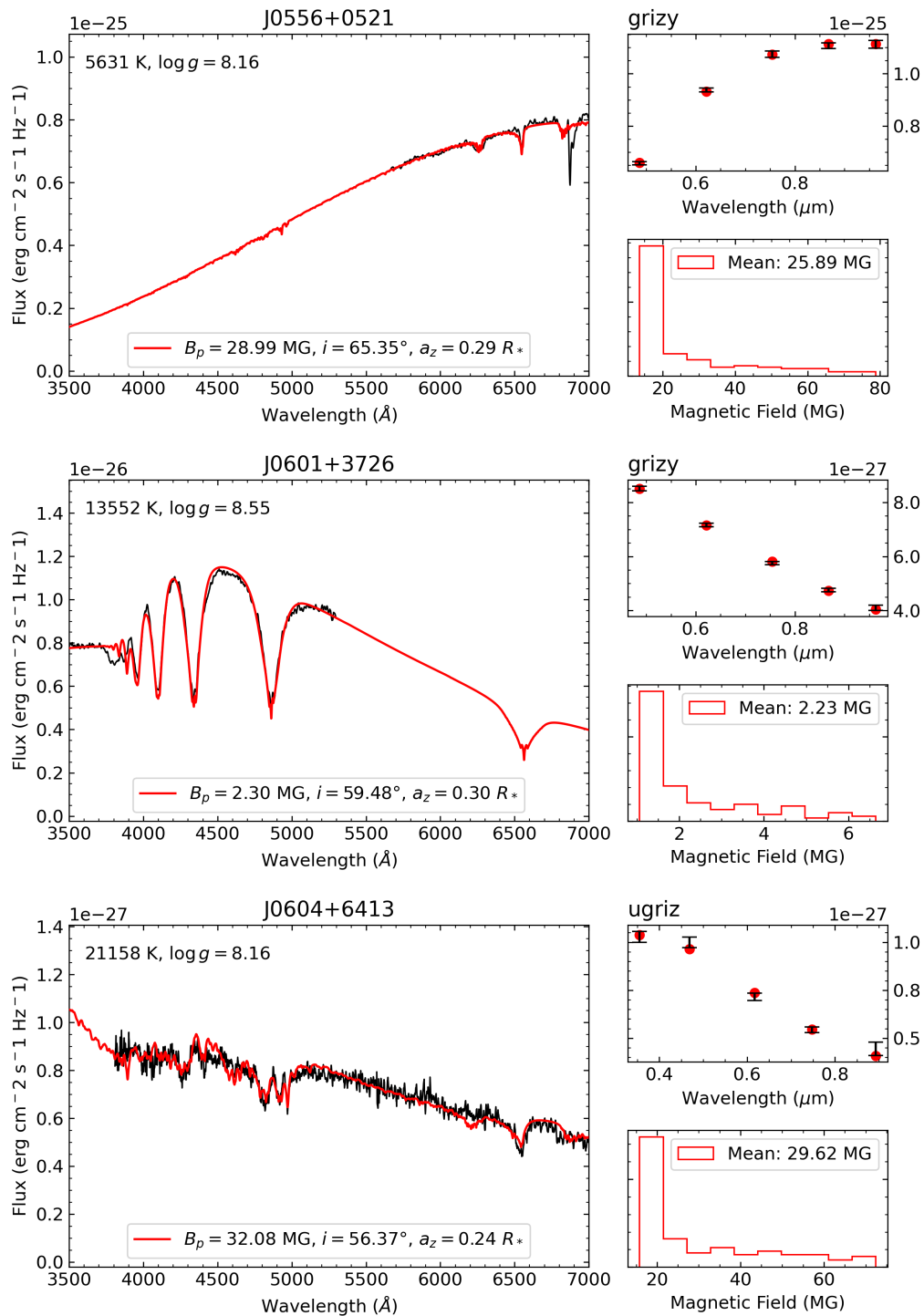


FIGURE A.1 (cont.)

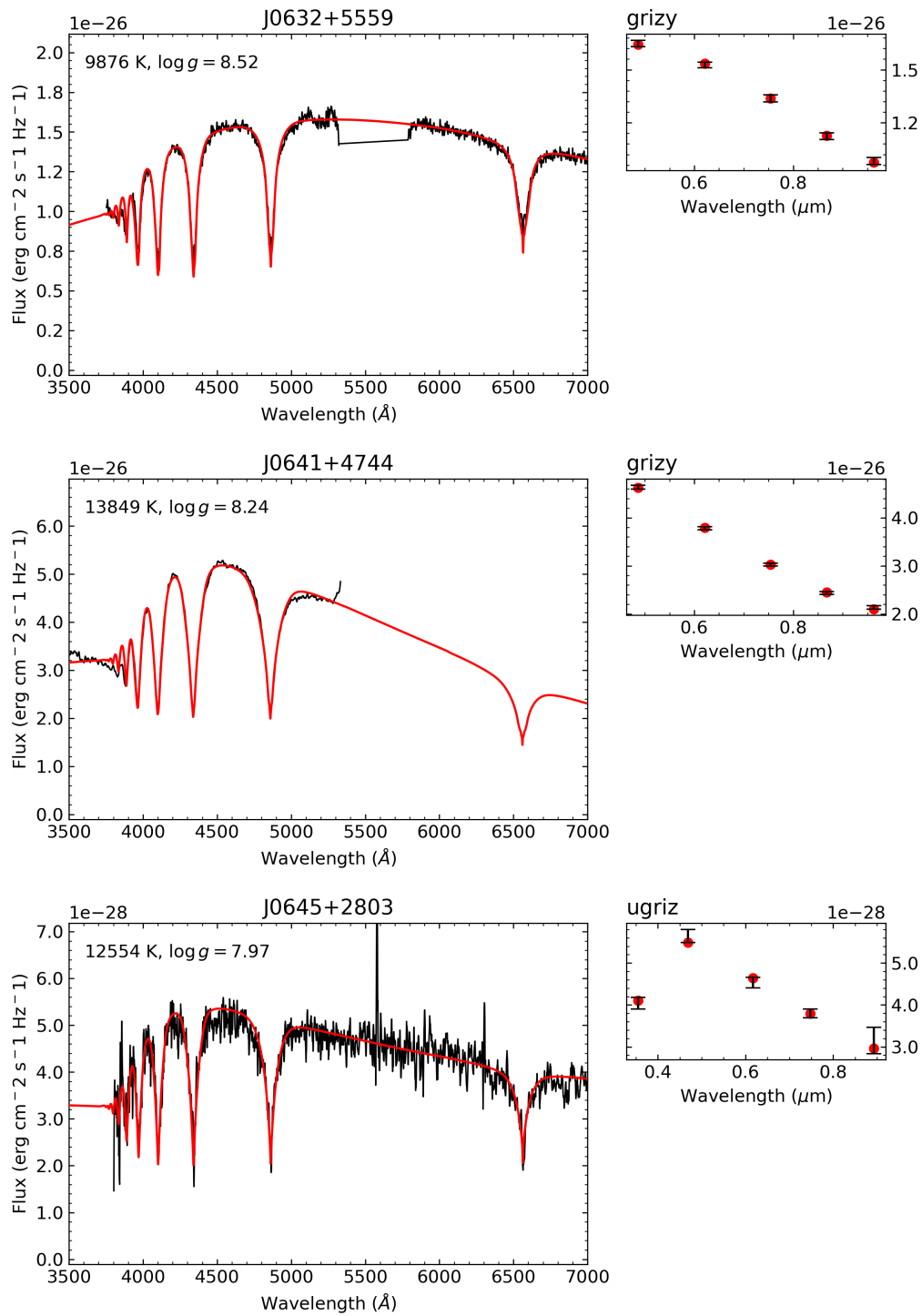


FIGURE A.1 (cont.)

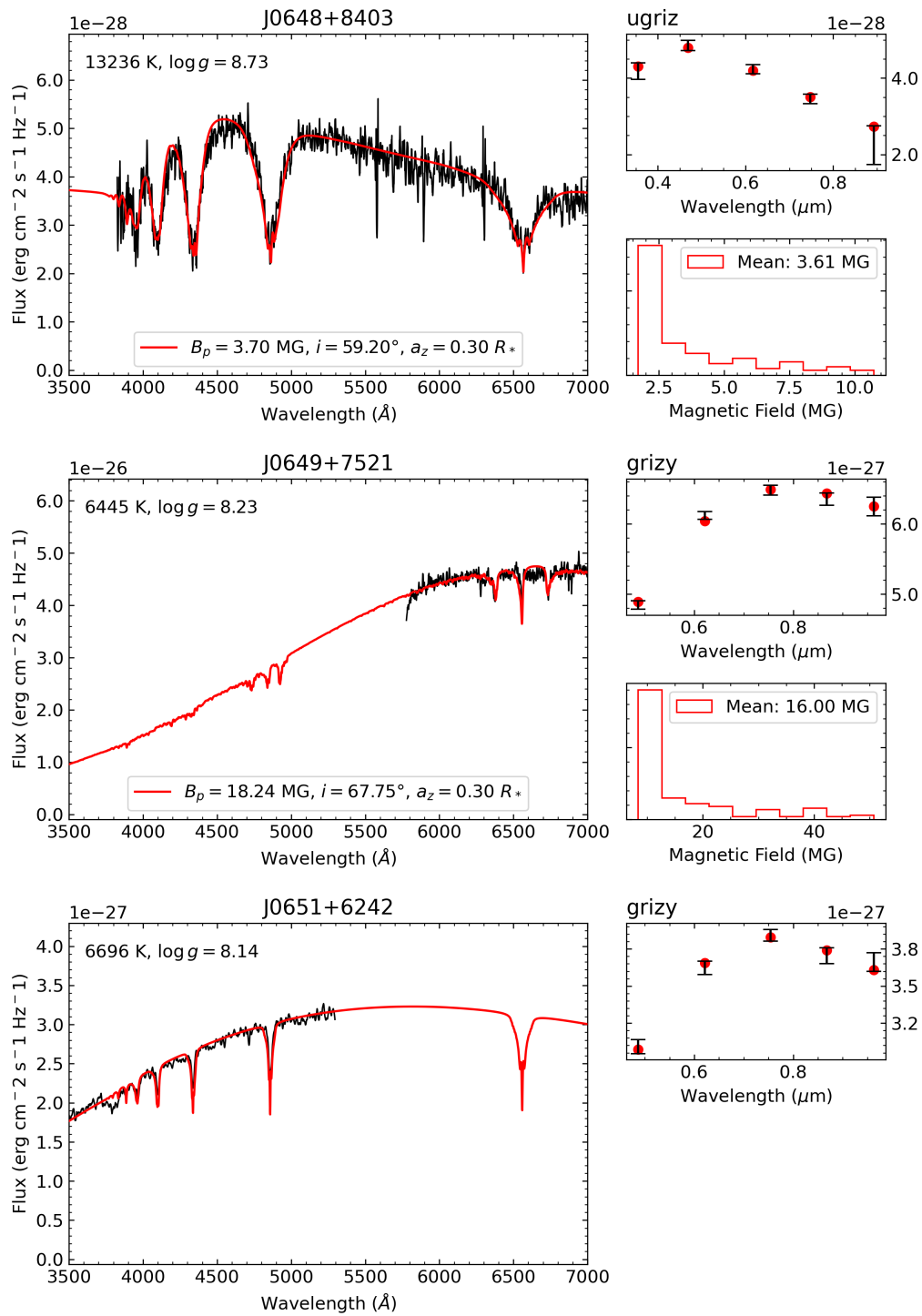


FIGURE A.1 (cont.)

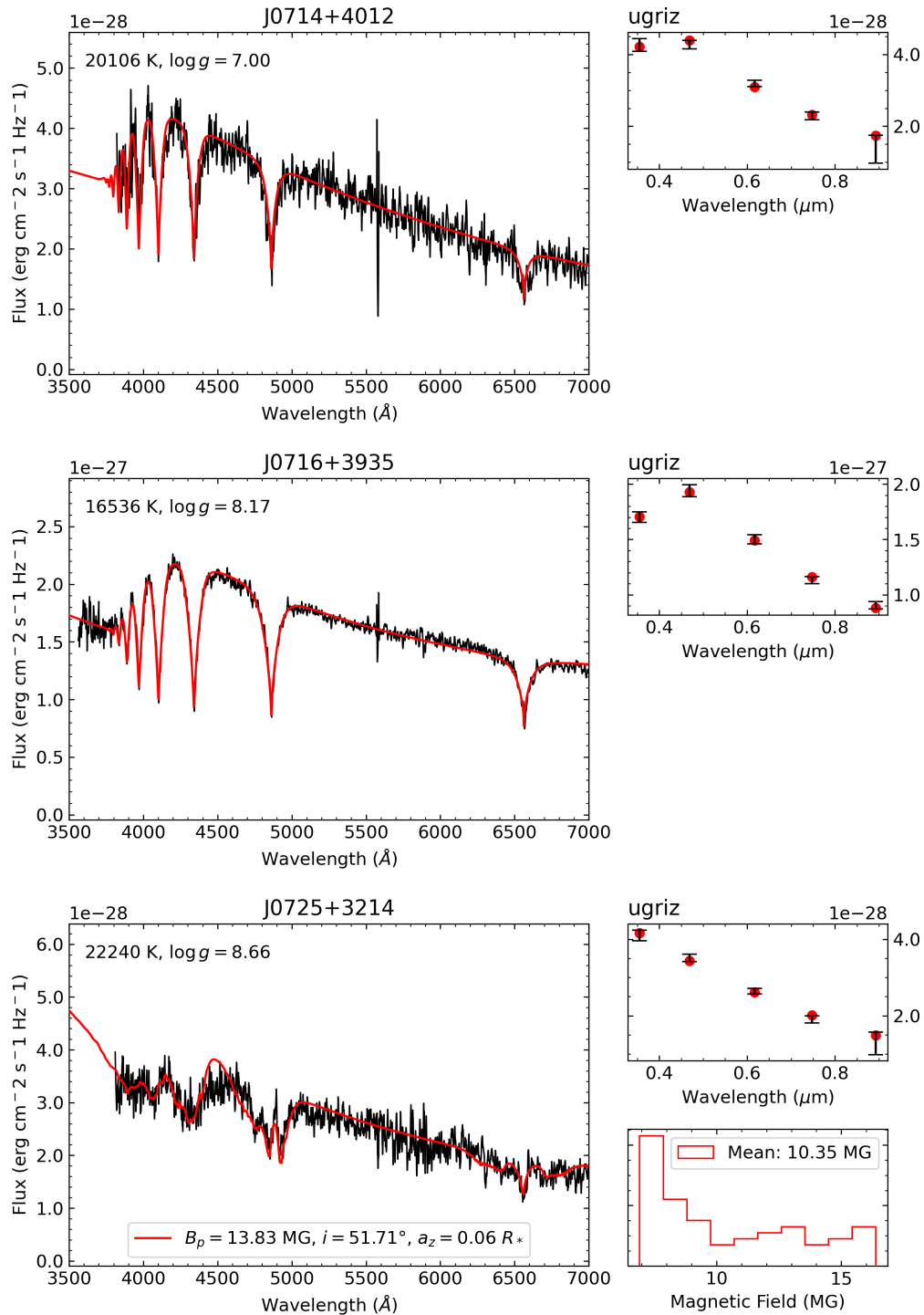


FIGURE A.1 (cont.)

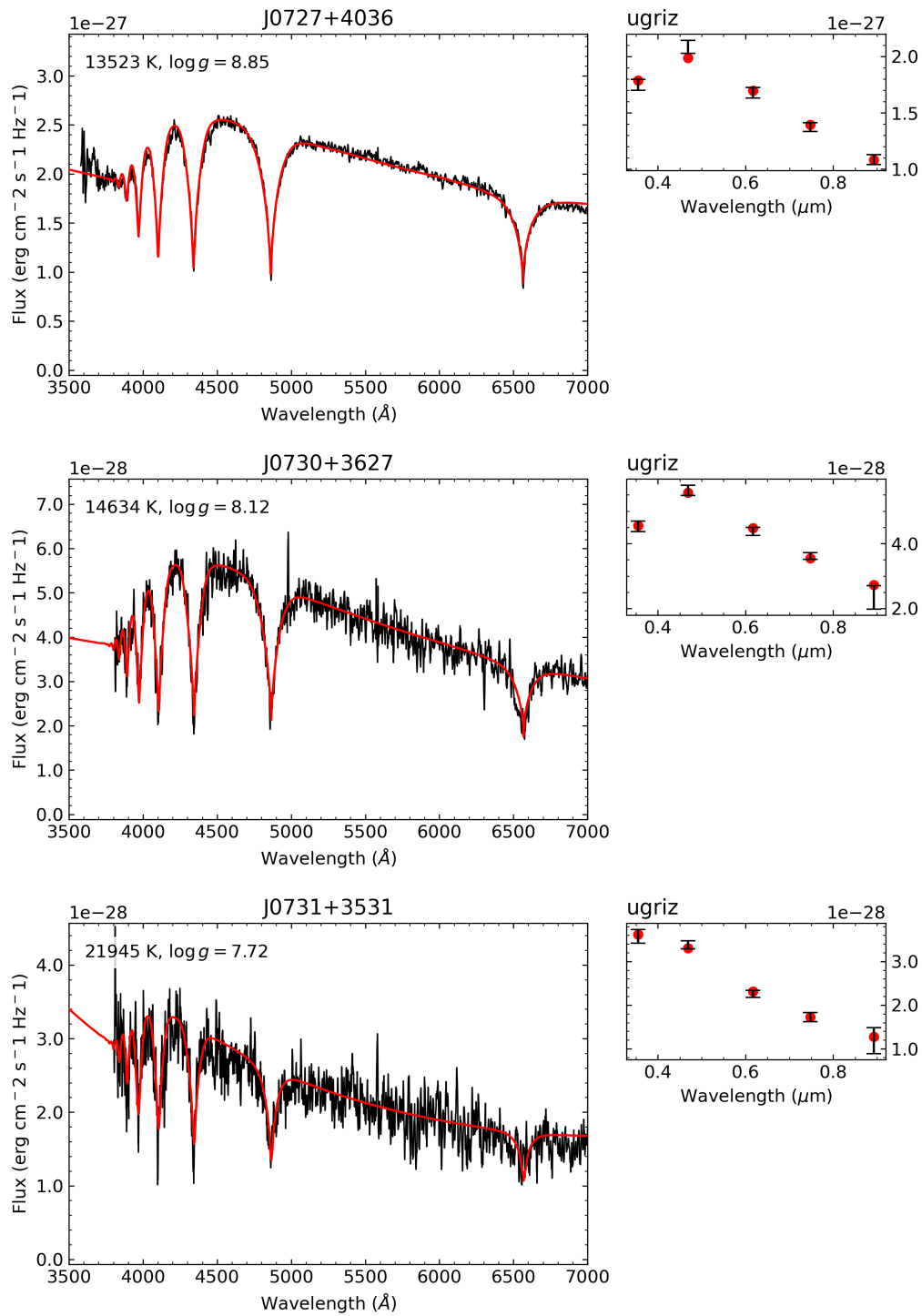


FIGURE A.1 (cont.)

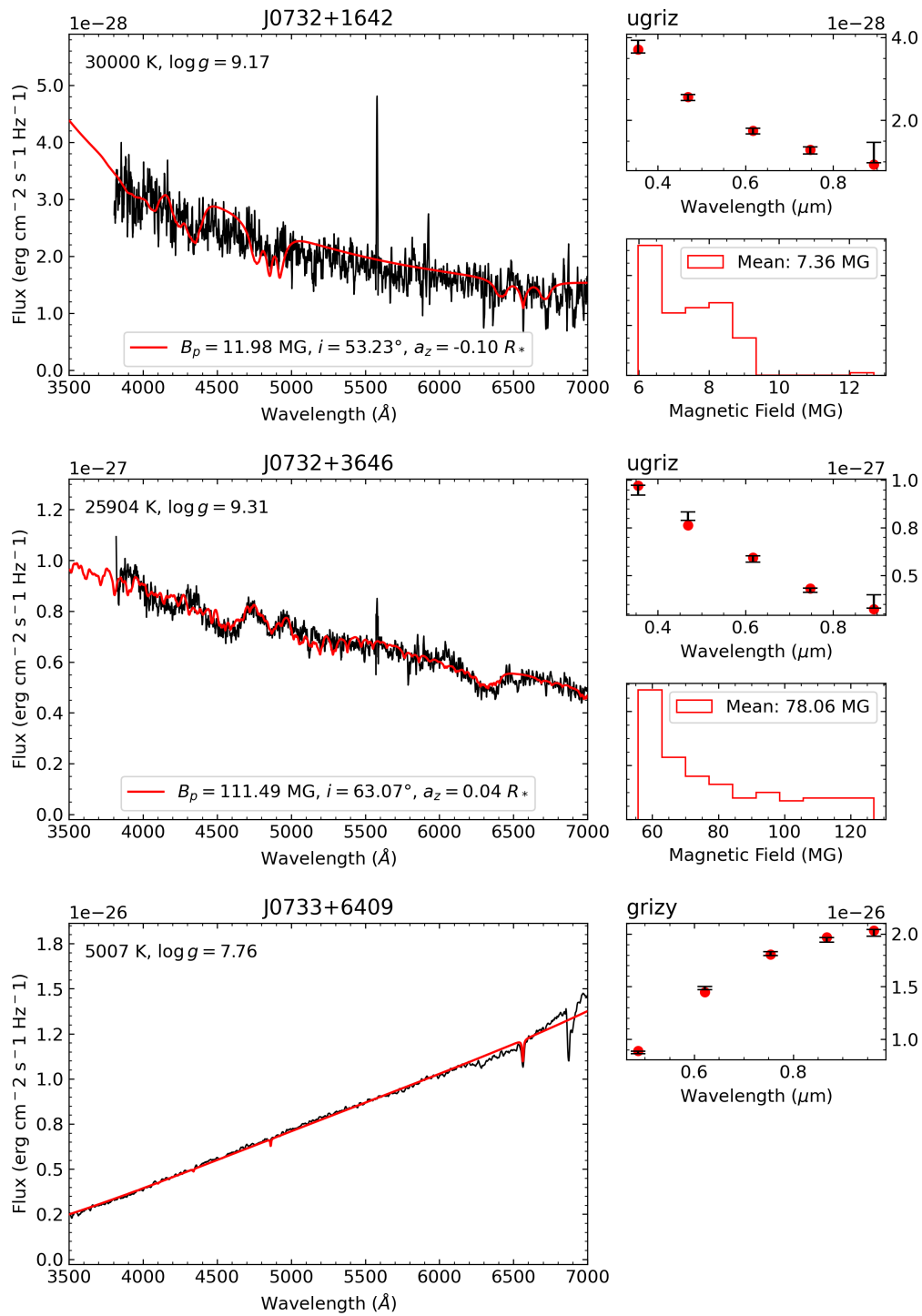


FIGURE A.1 (cont.)

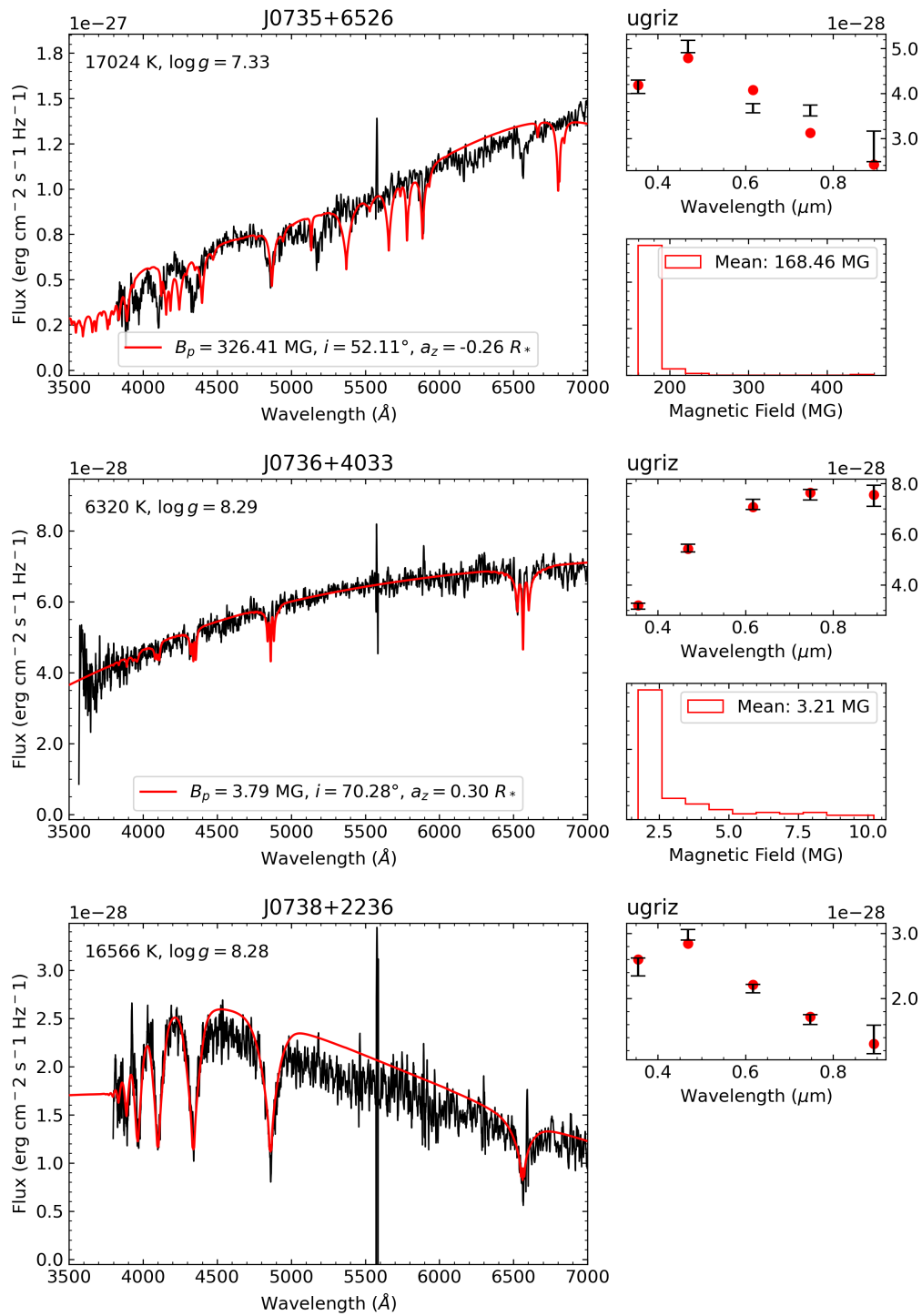


FIGURE A.1 (cont.)



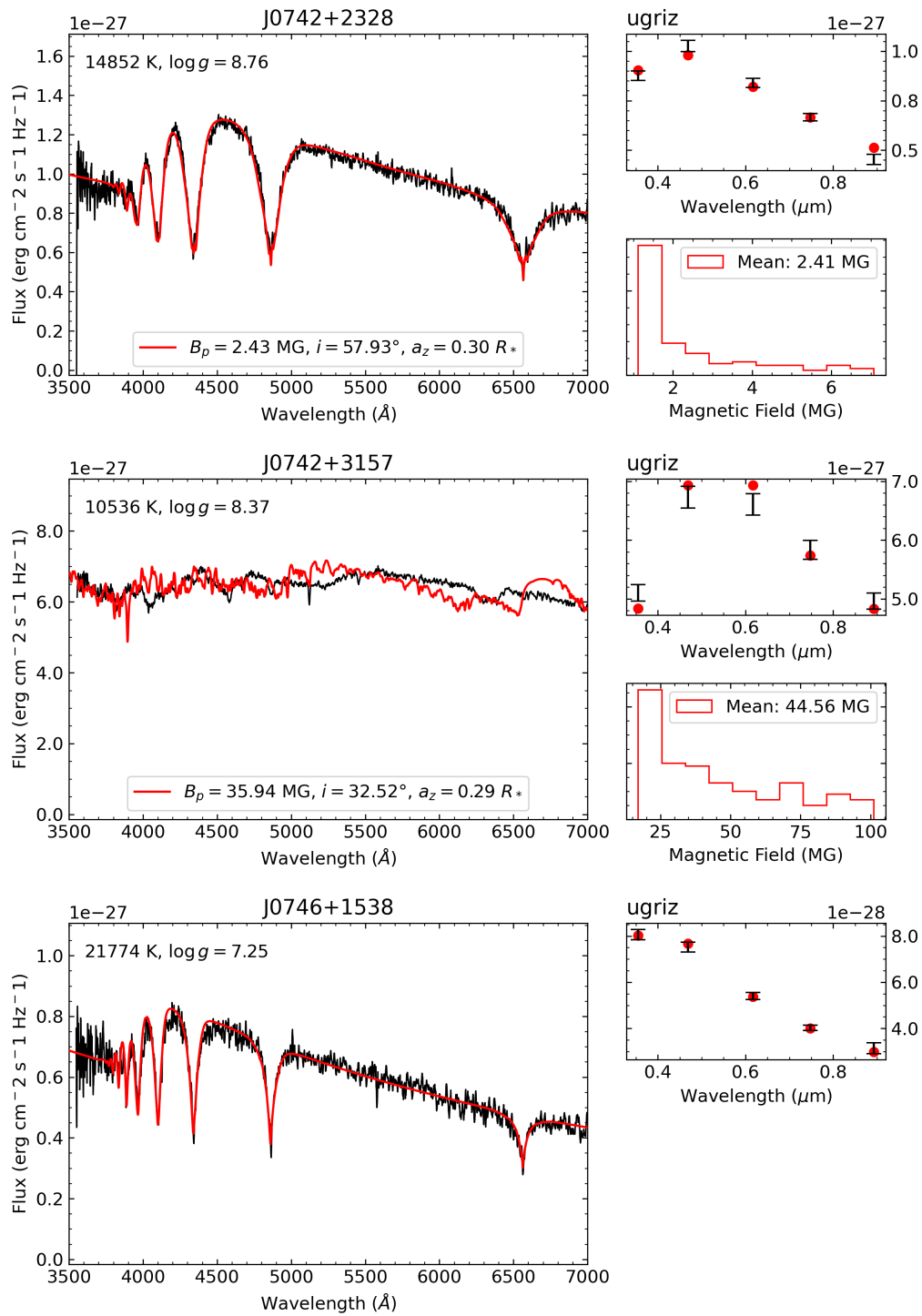


FIGURE A.1 (cont.)

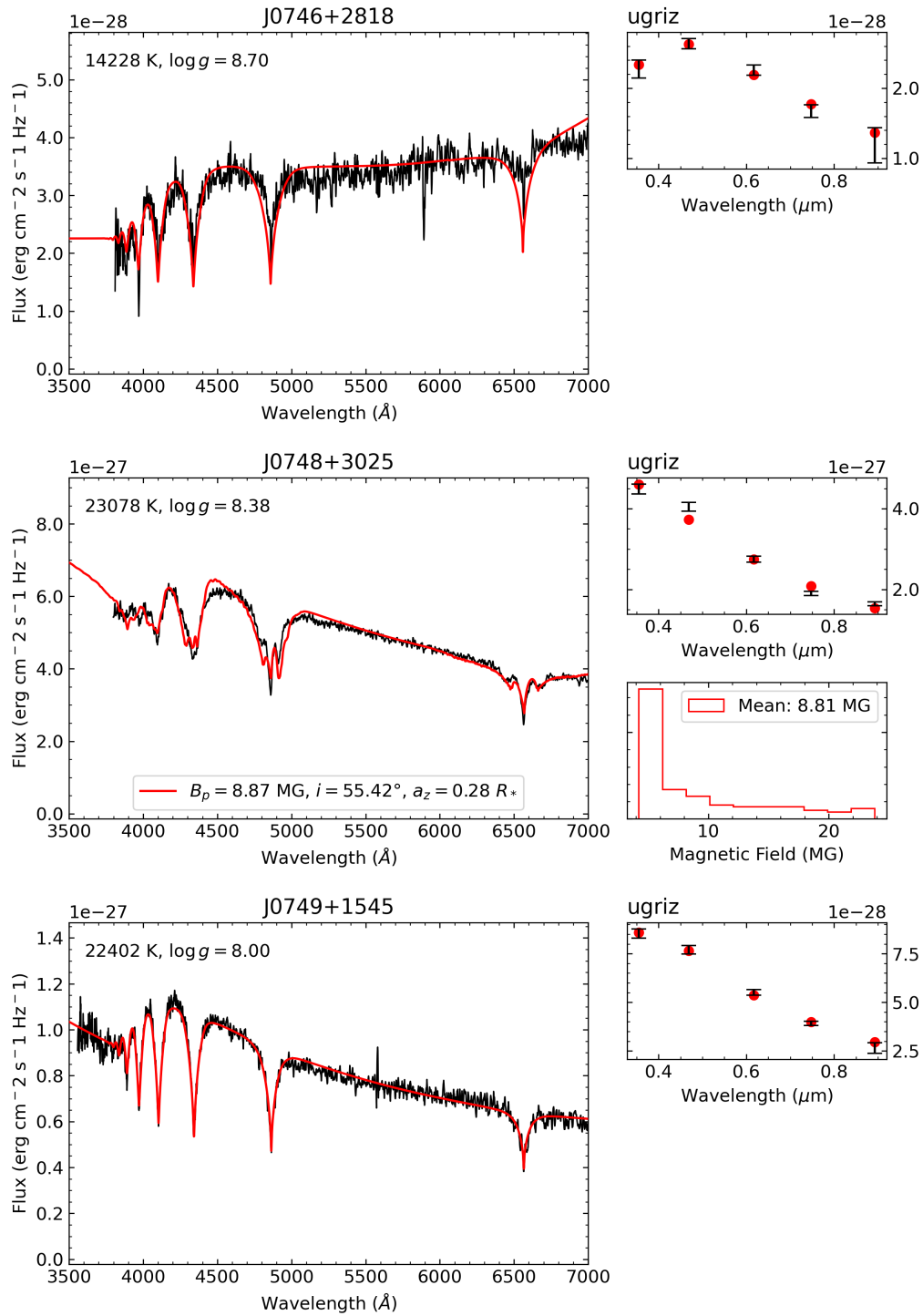


FIGURE A.1 (cont.)

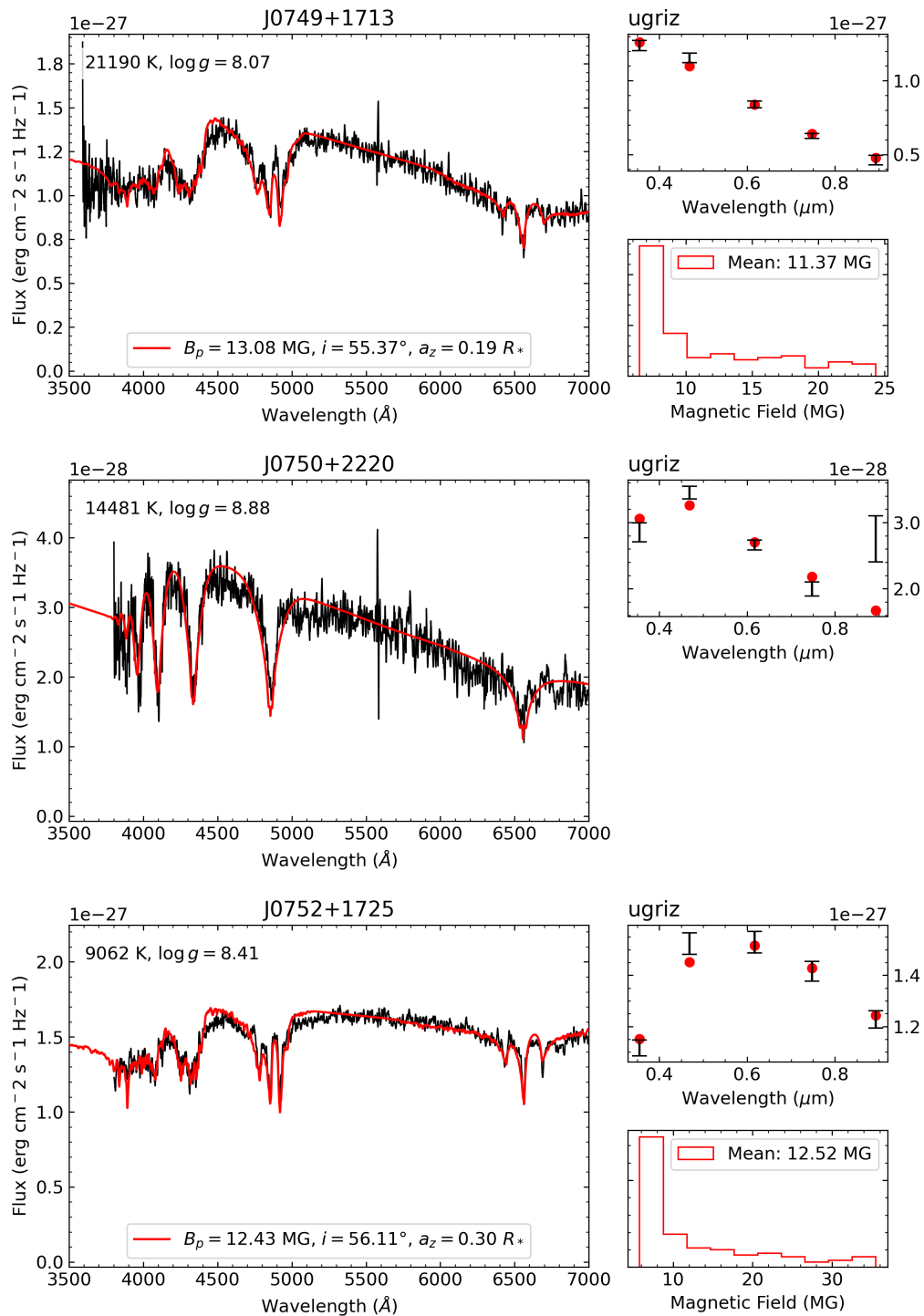


FIGURE A.1 (cont.)

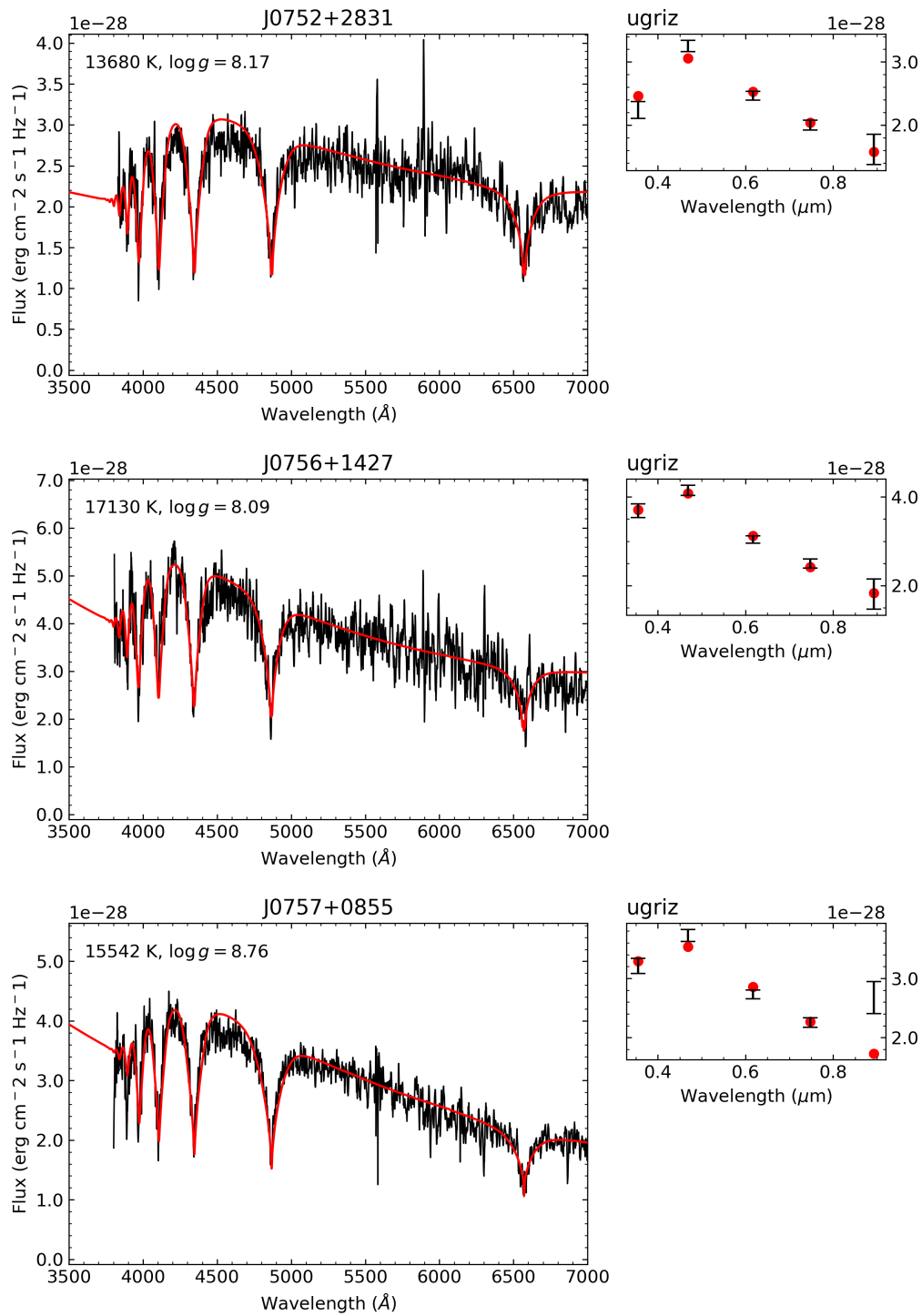


FIGURE A.1 (cont.)

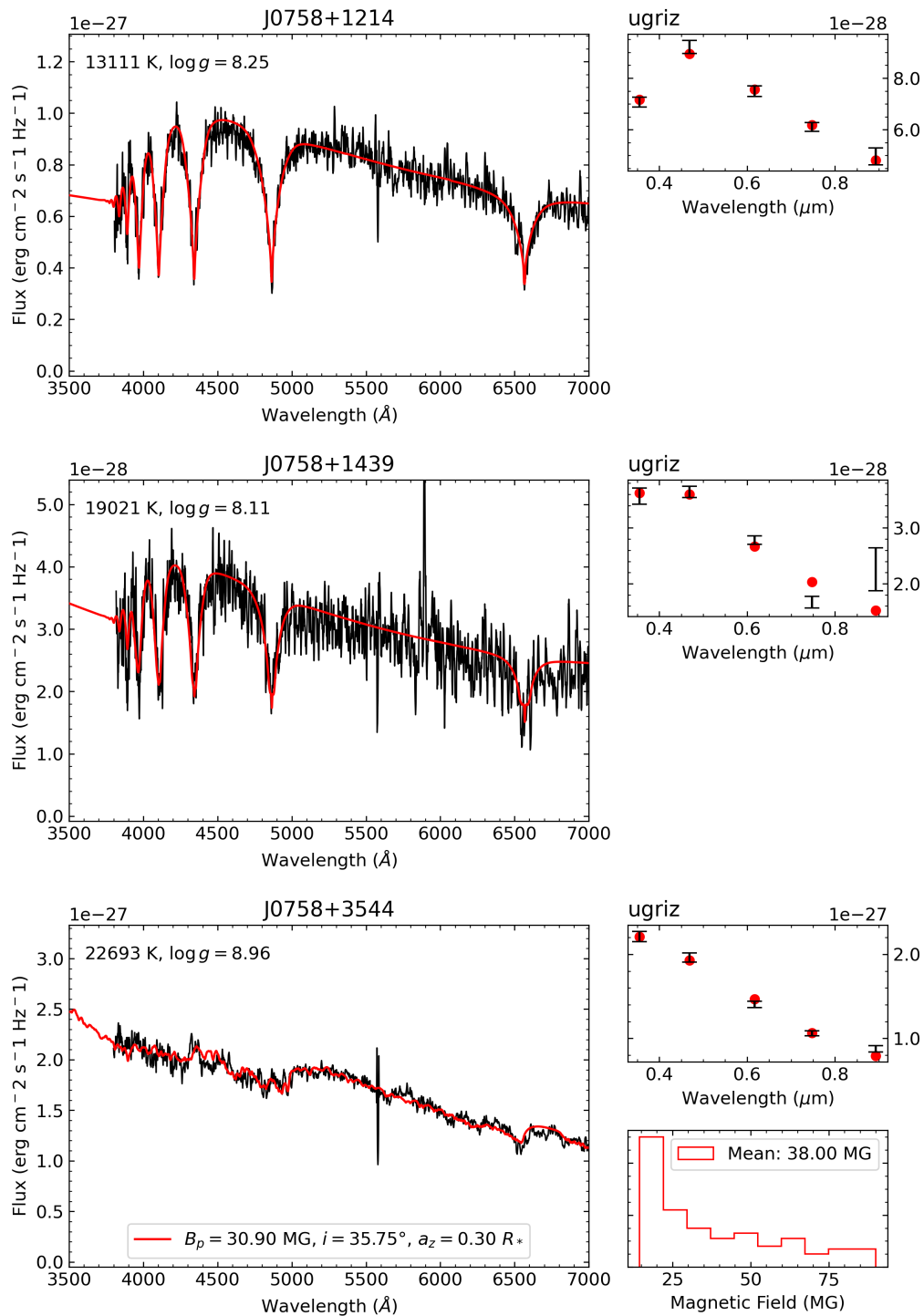


FIGURE A.1 (cont.)

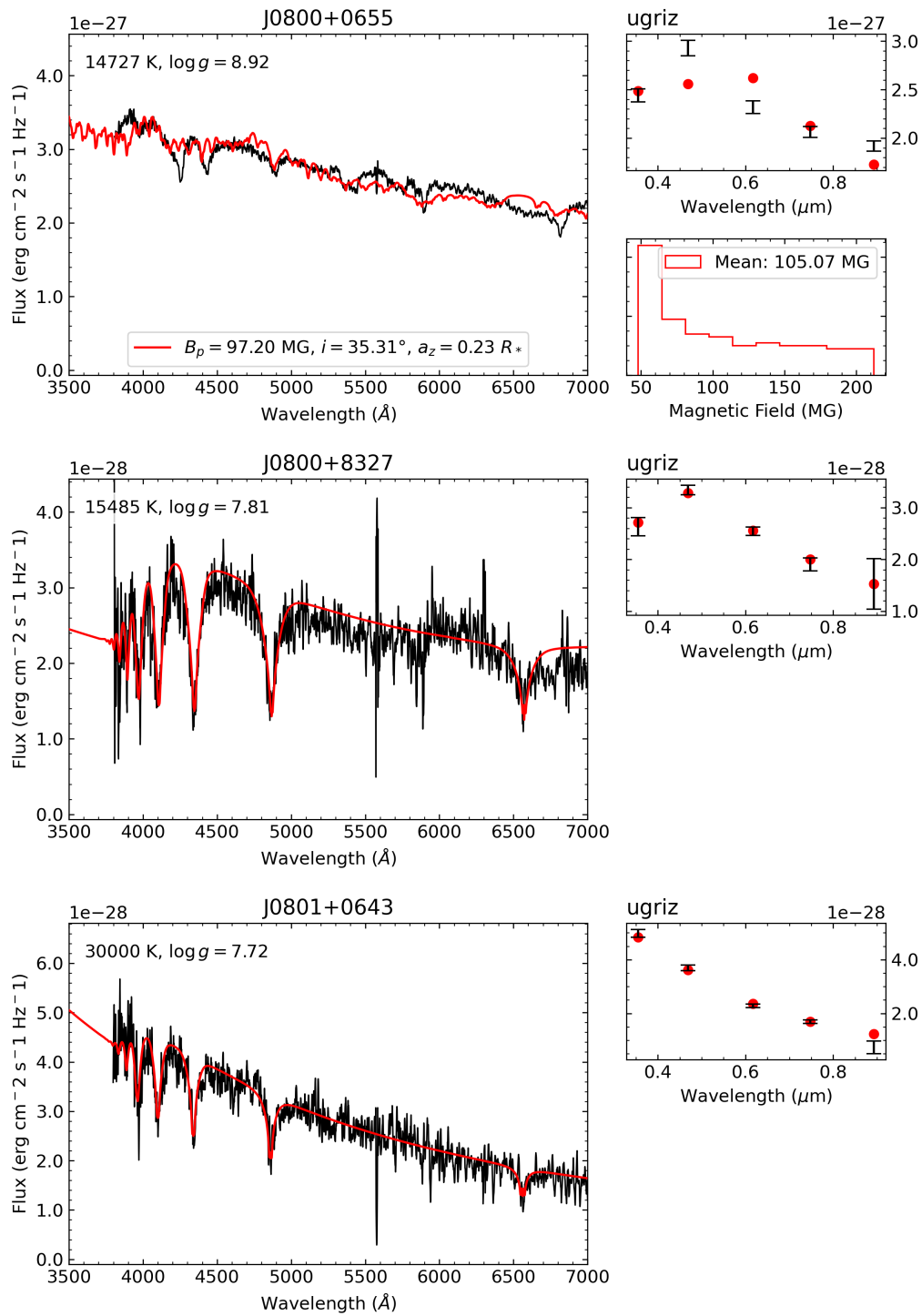


FIGURE A.1 (cont.)

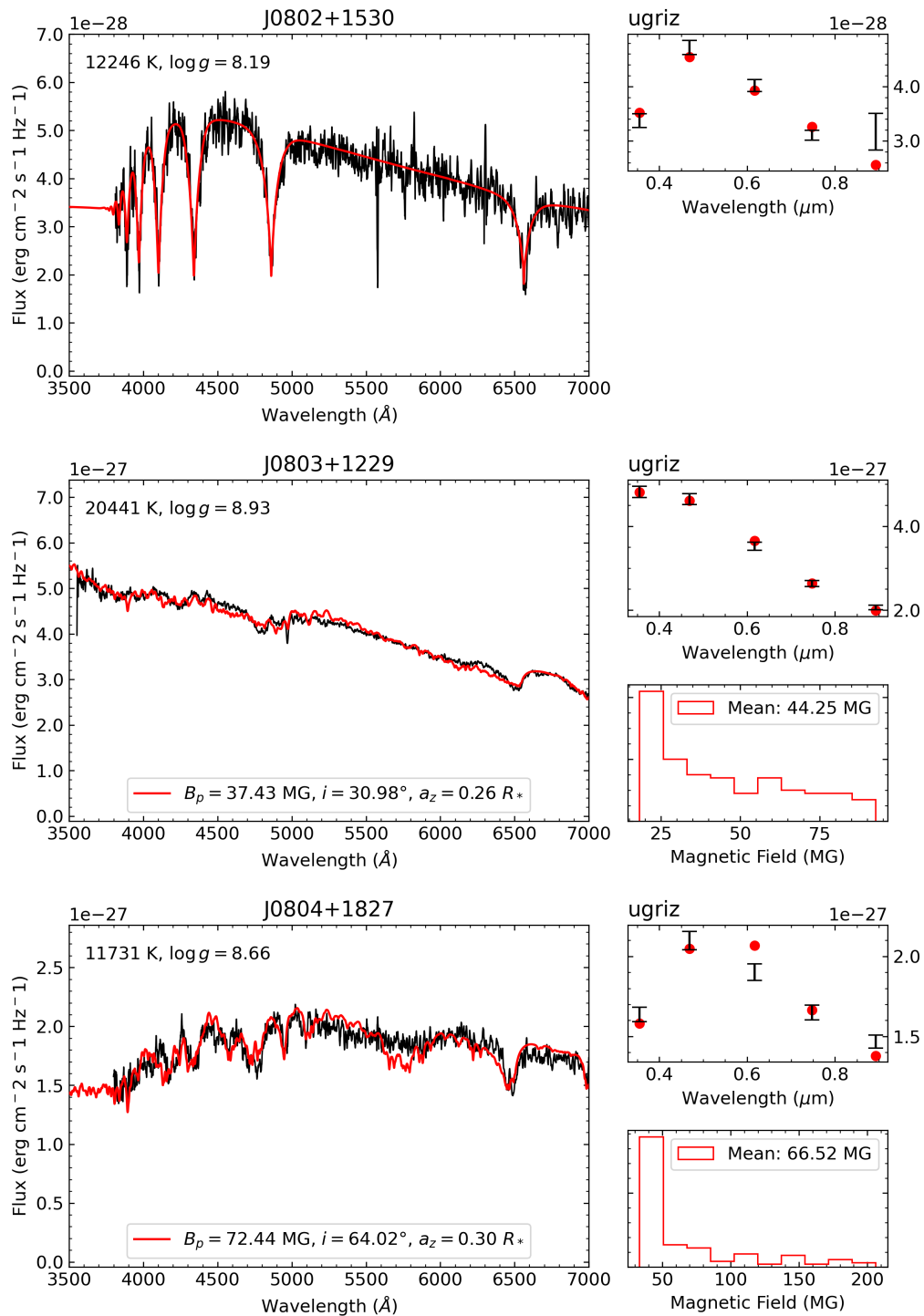


FIGURE A.1 (cont.)

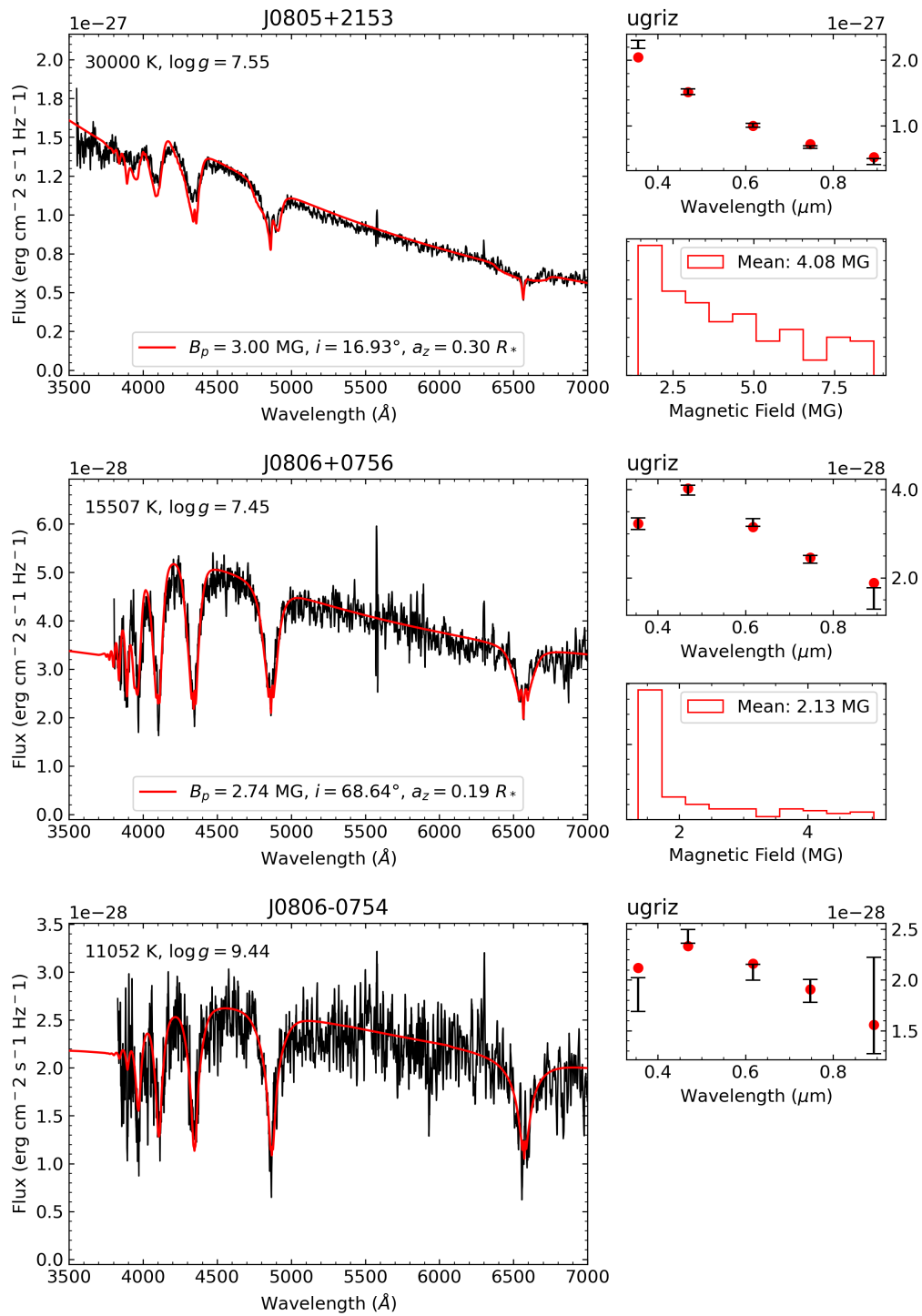


FIGURE A.1 (cont.)



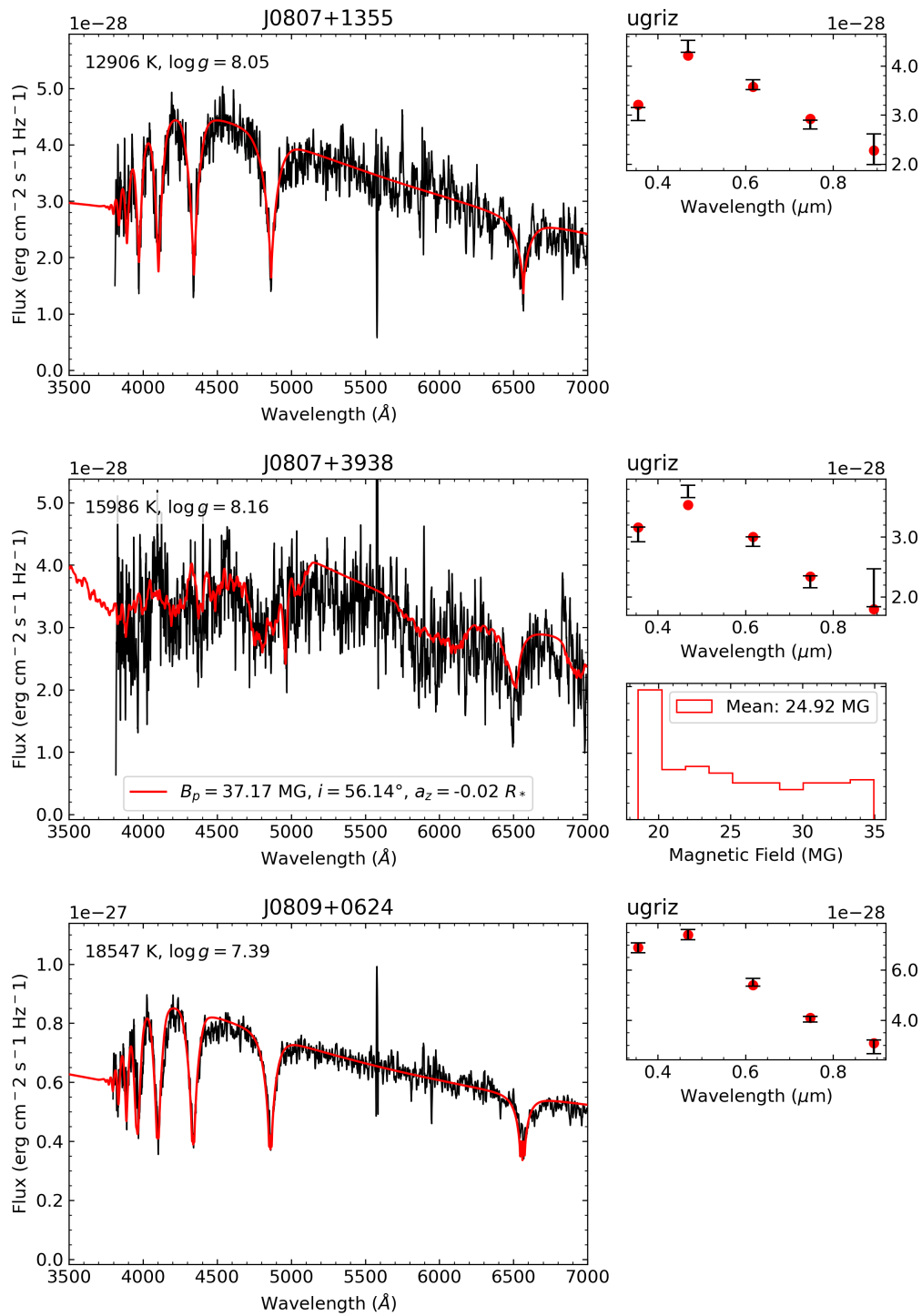


FIGURE A.1 (cont.)

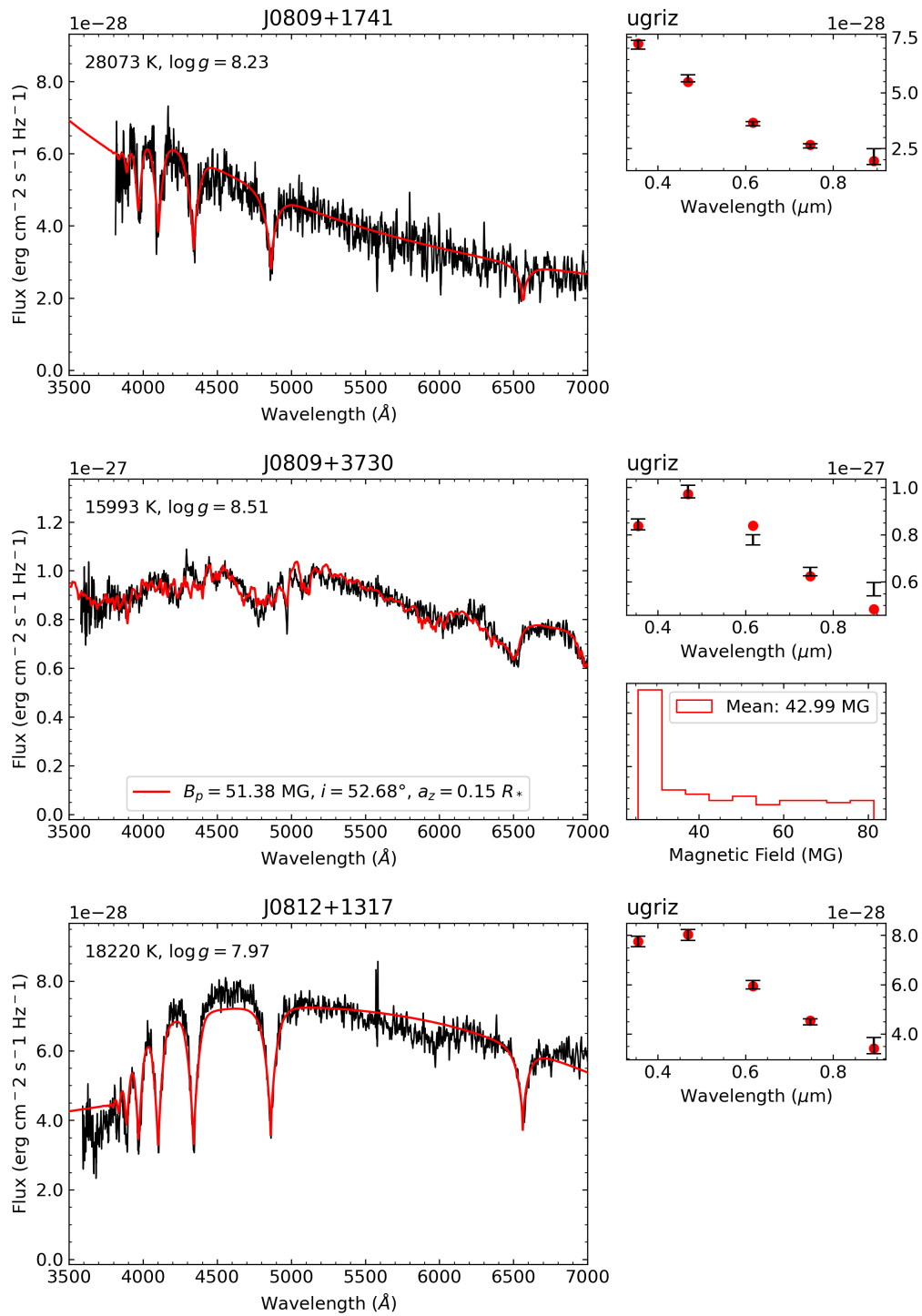


FIGURE A.1 (cont.)

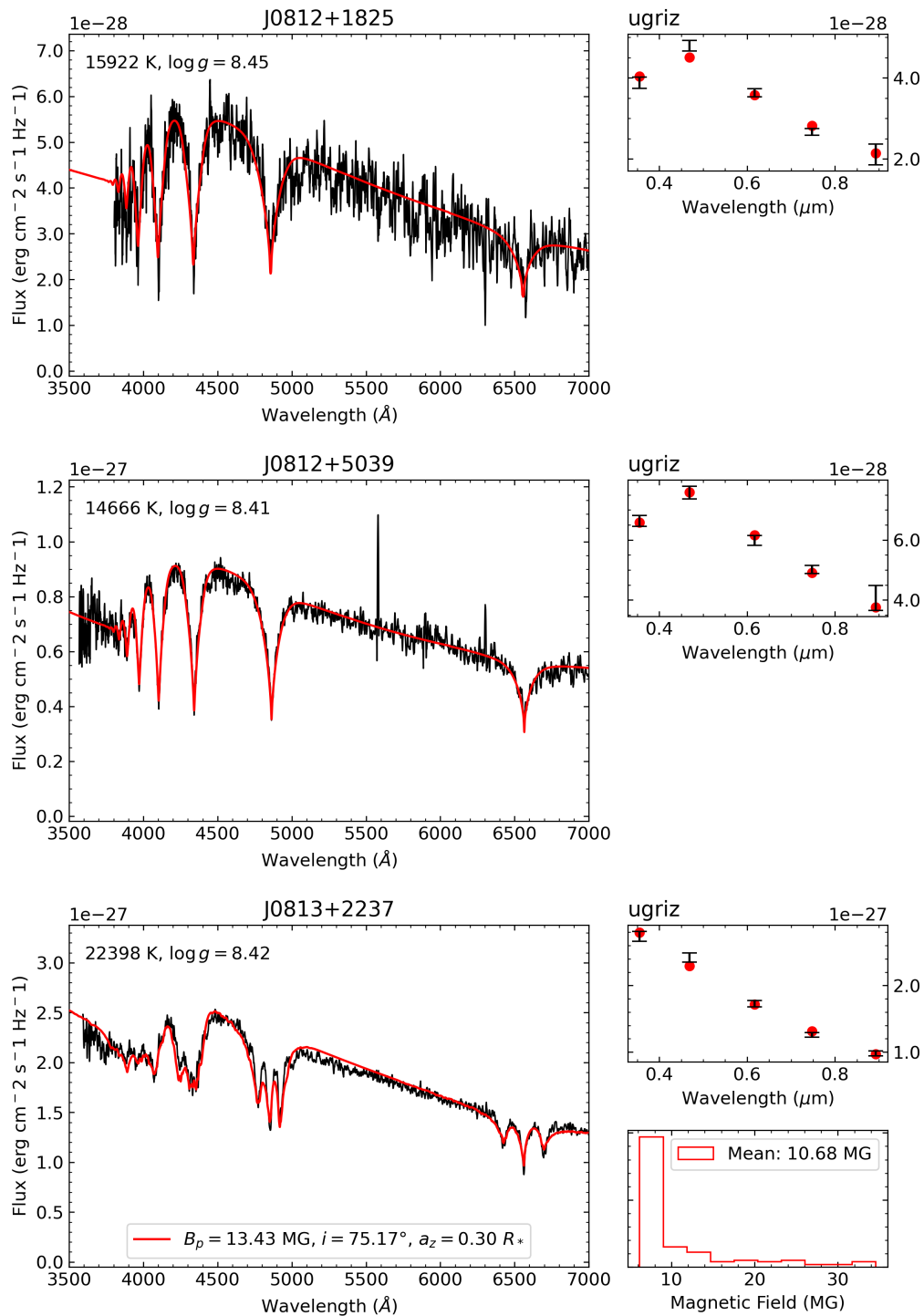


FIGURE A.1 (cont.)

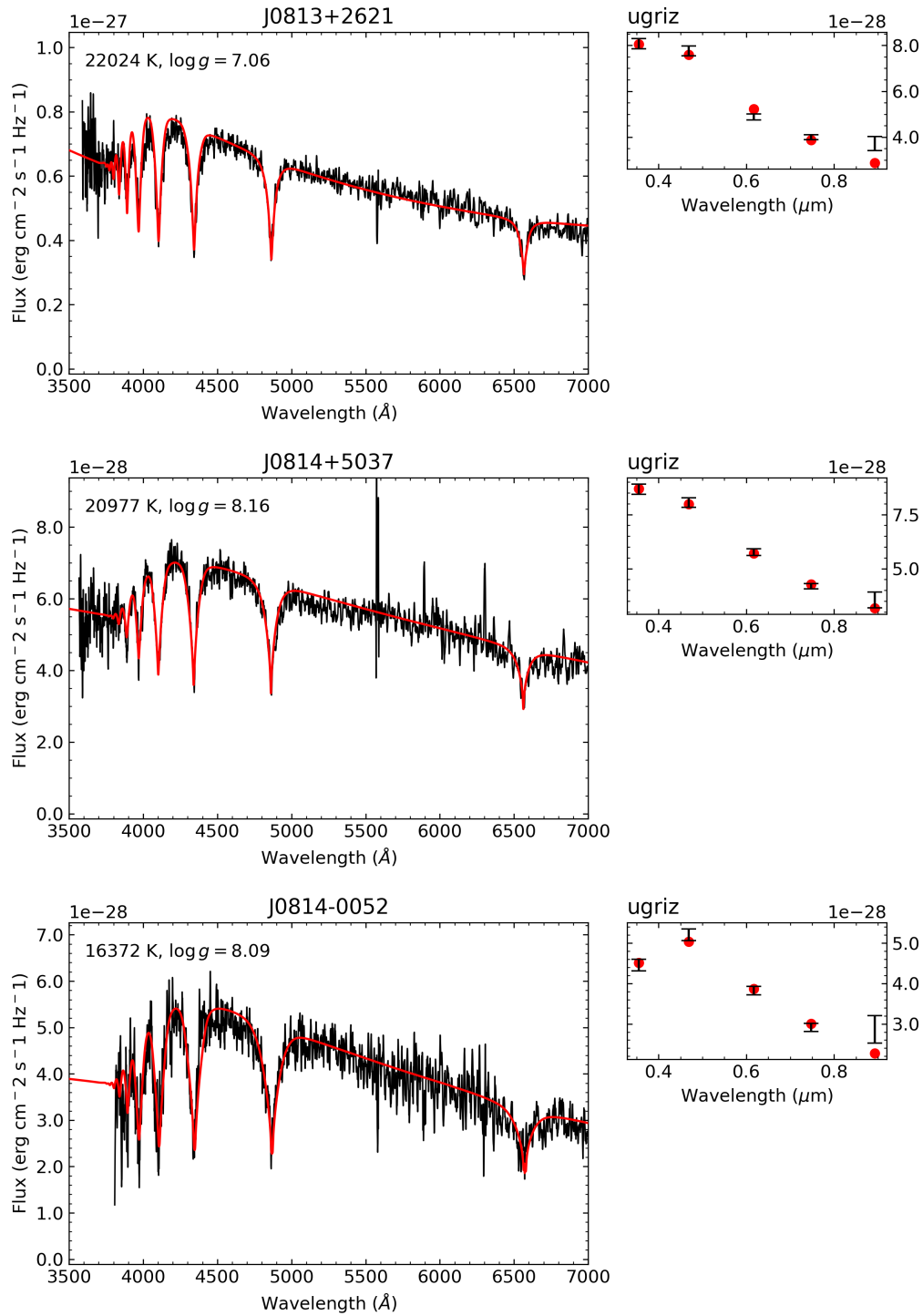


FIGURE A.1 (cont.)

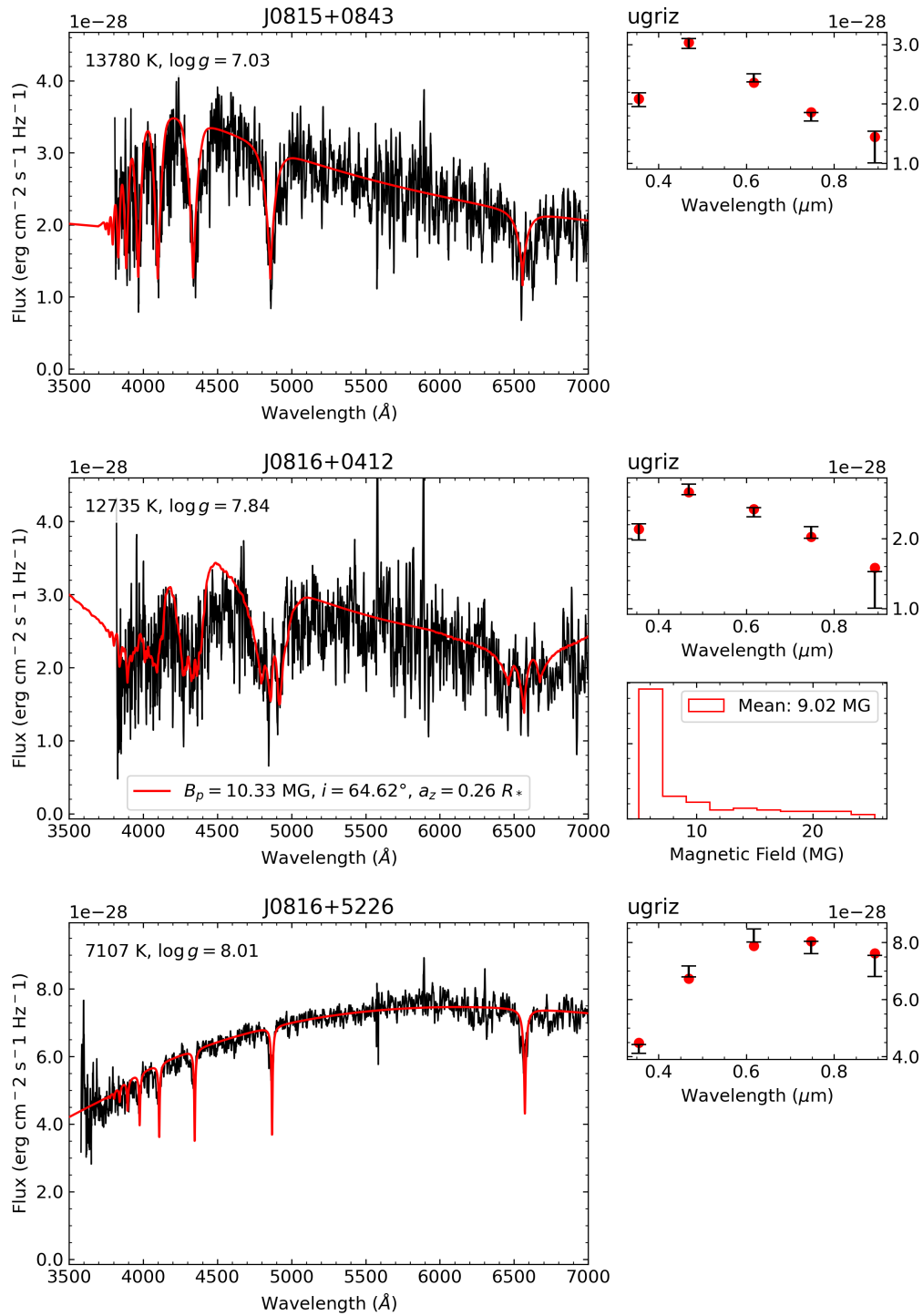


FIGURE A.1 (cont.)

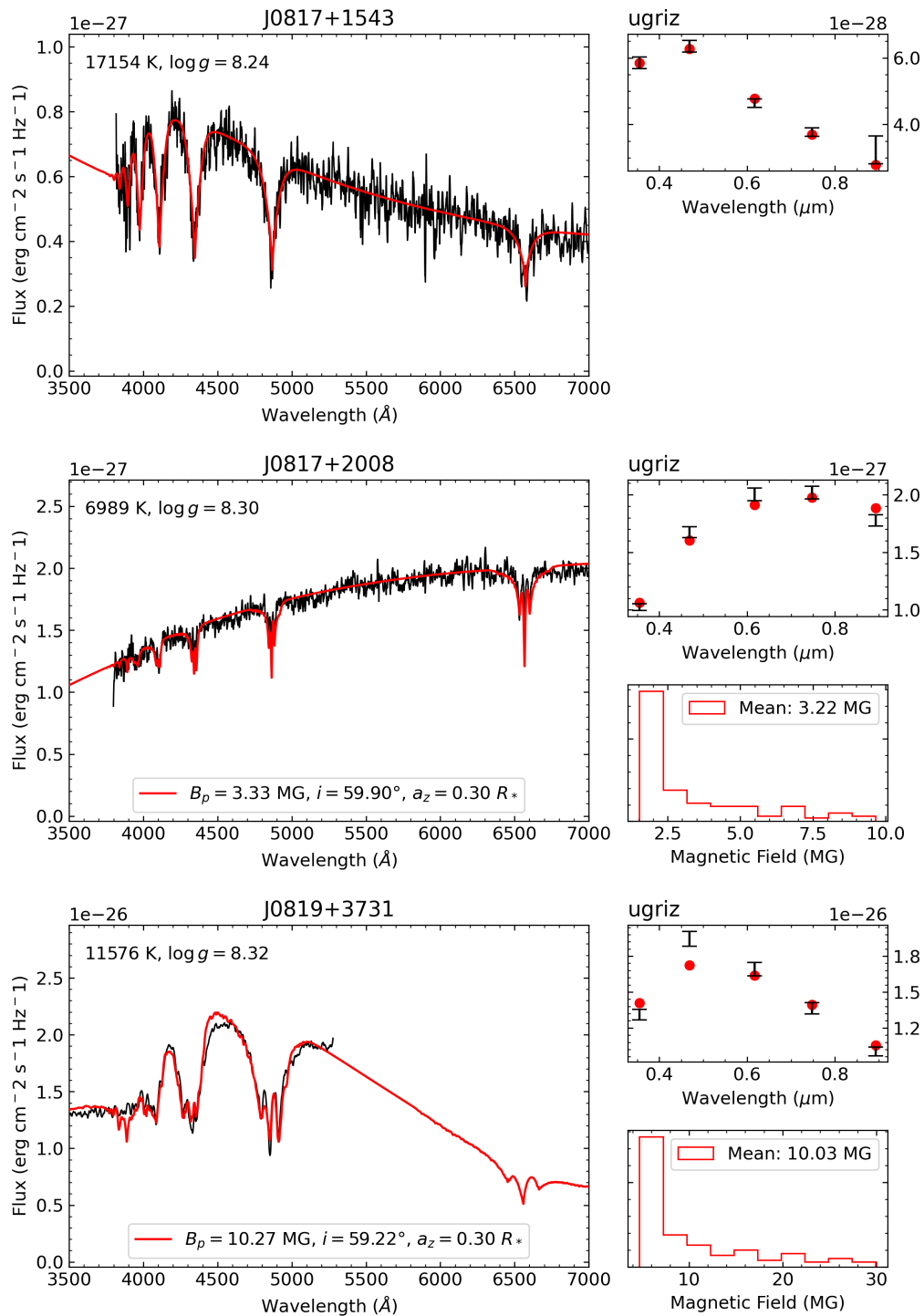


FIGURE A.1 (cont.)

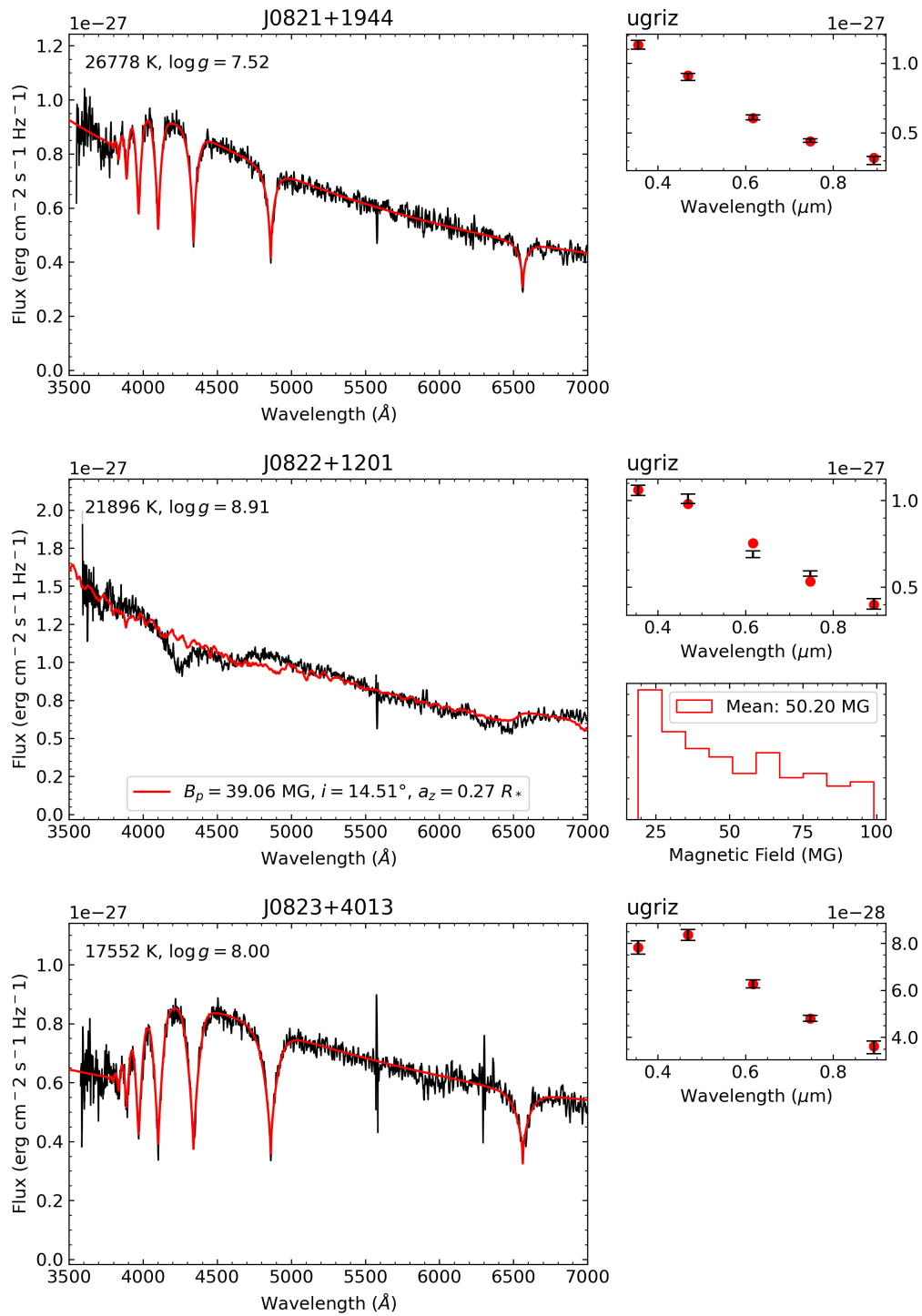


FIGURE A.1 (cont.)

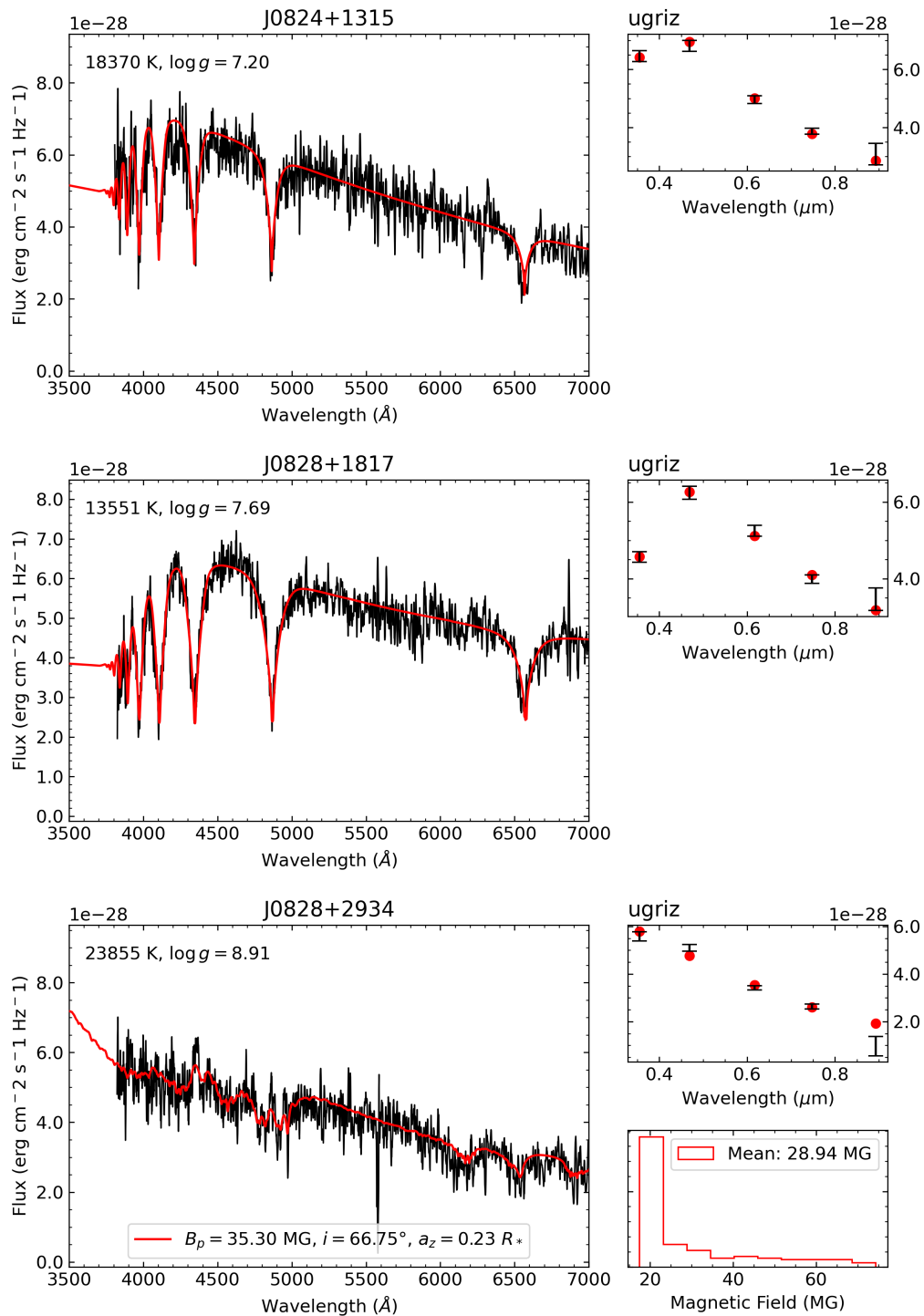


FIGURE A.1 (cont.)



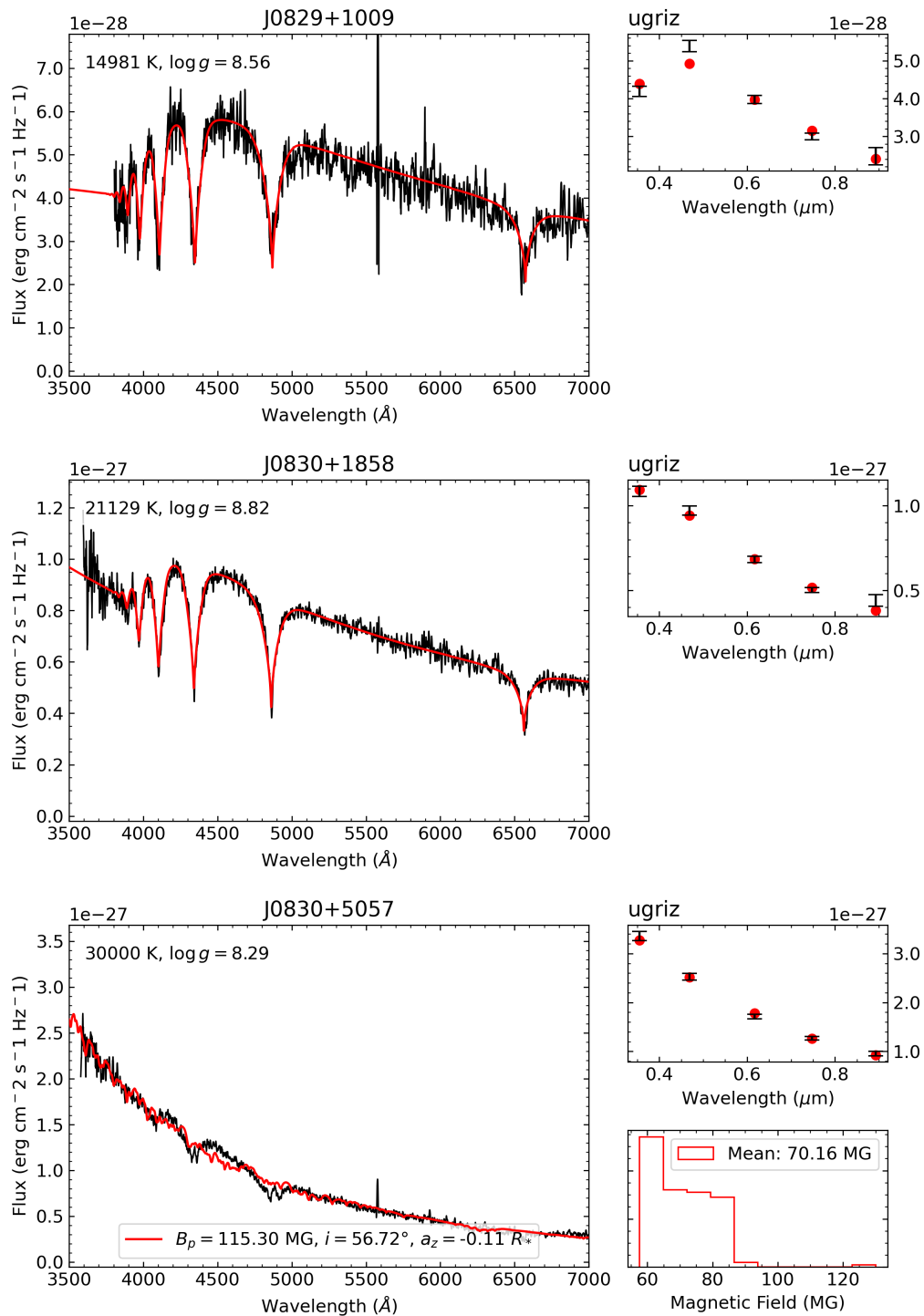


FIGURE A.1 (cont.)

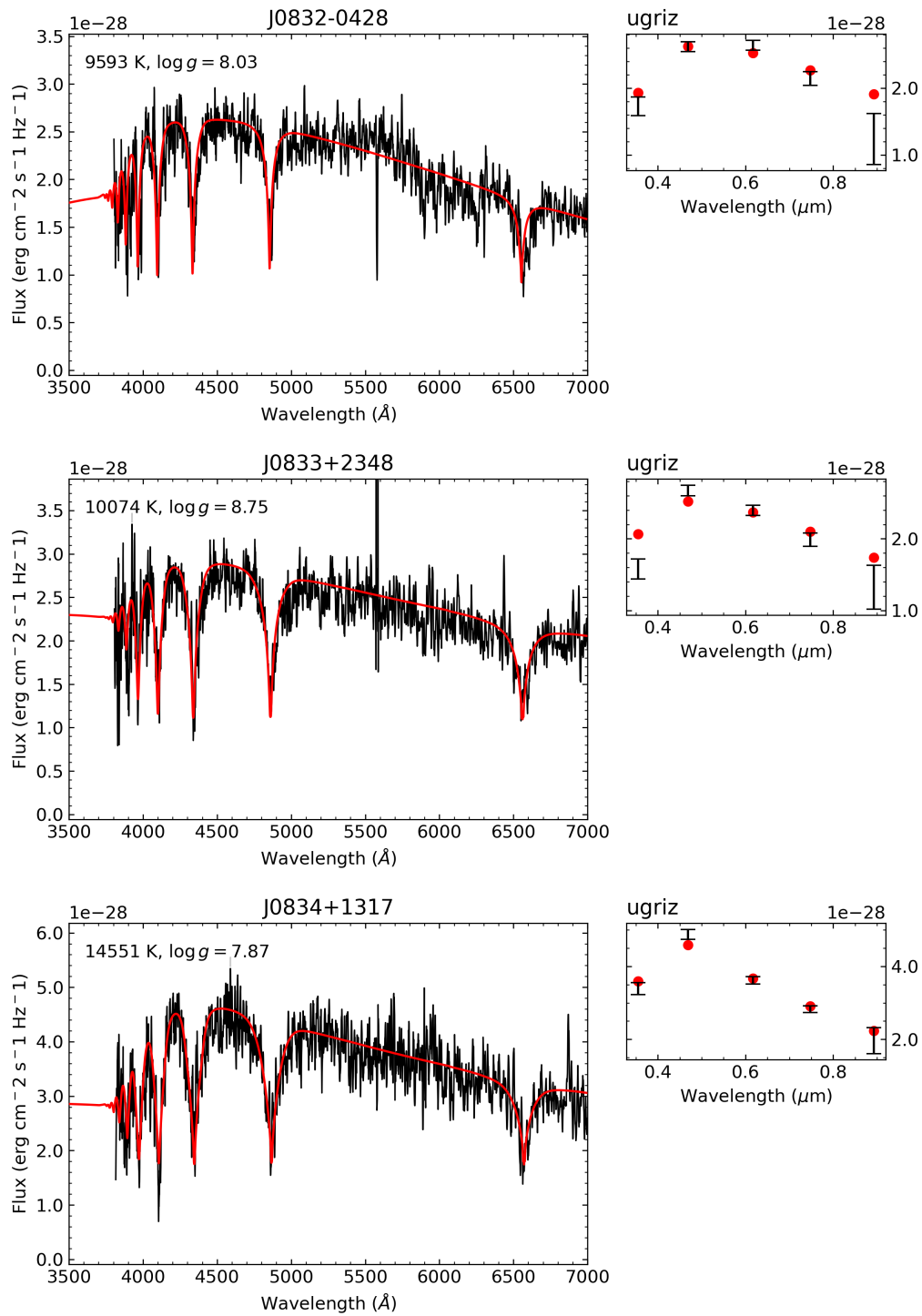


FIGURE A.1 (cont.)

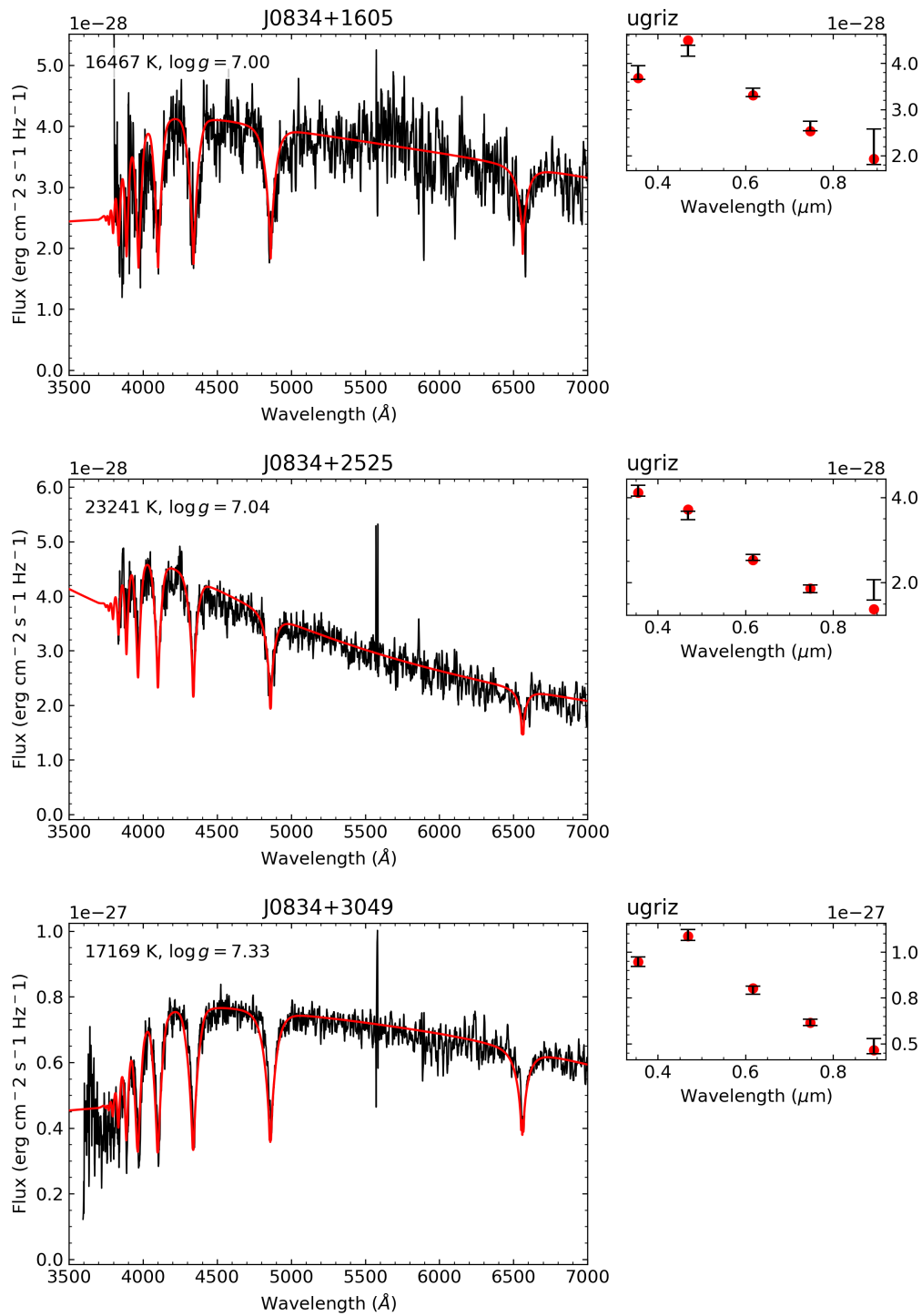


FIGURE A.1 (cont.)

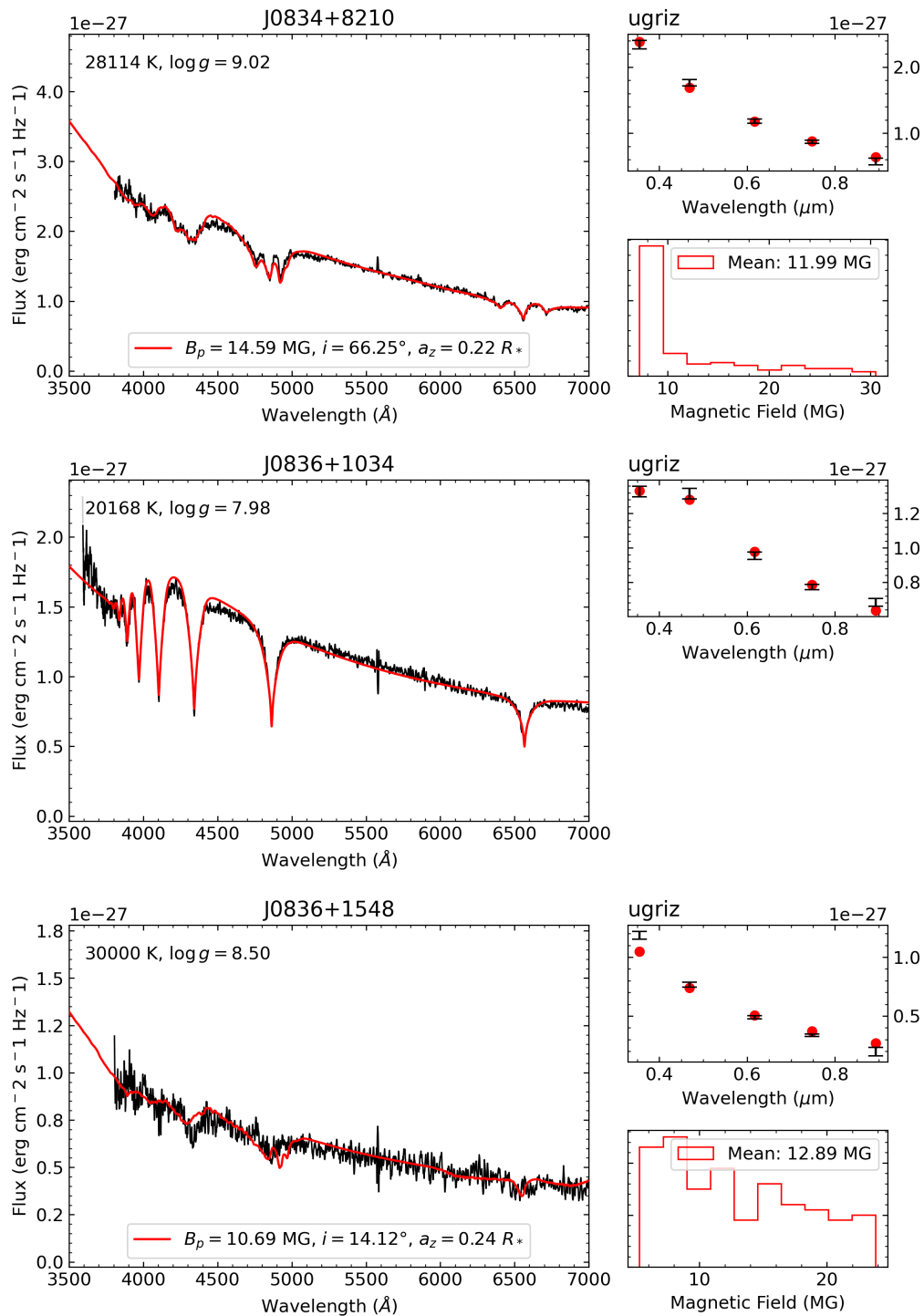


FIGURE A.1 (cont.)

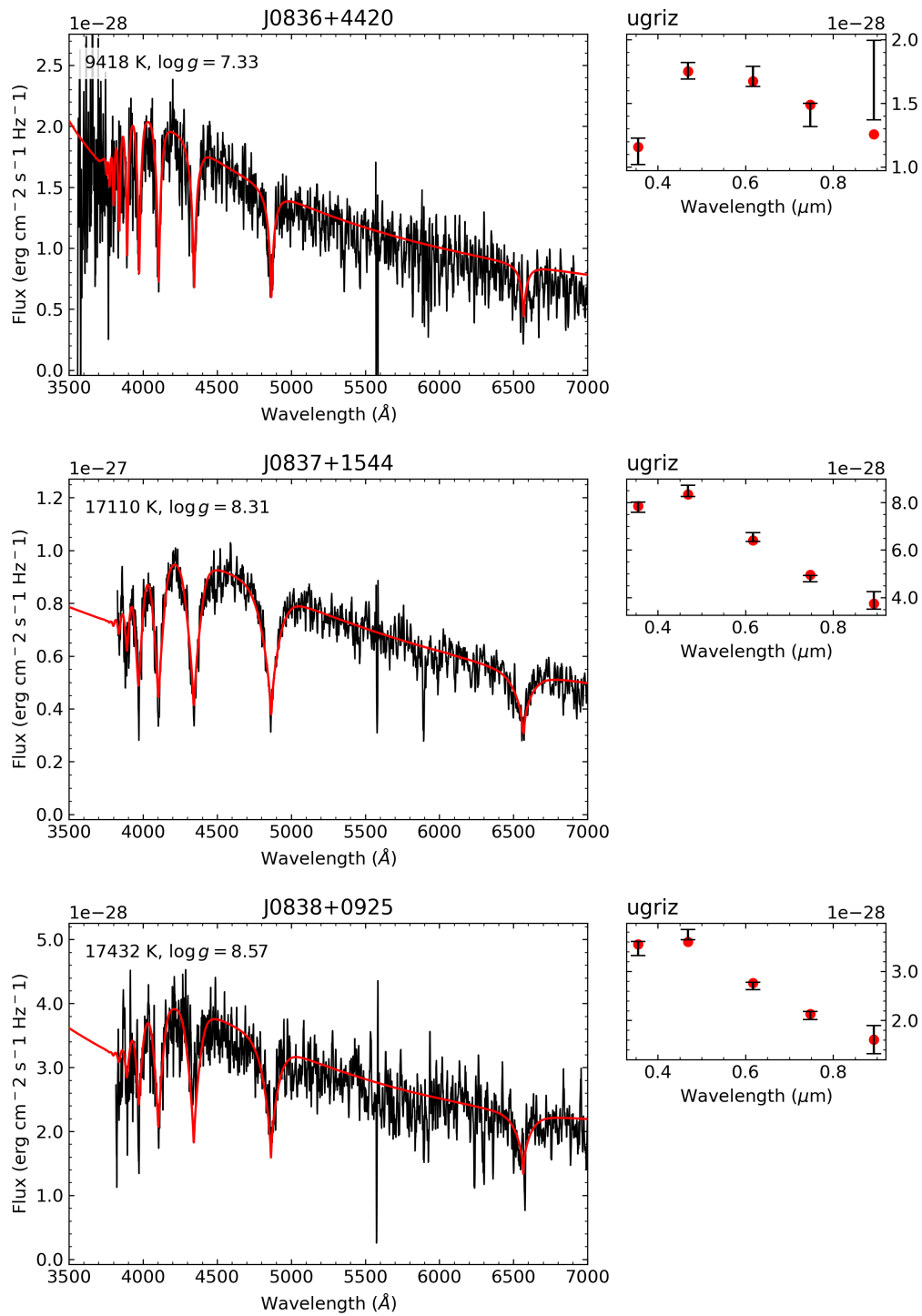


FIGURE A.1 (cont.)

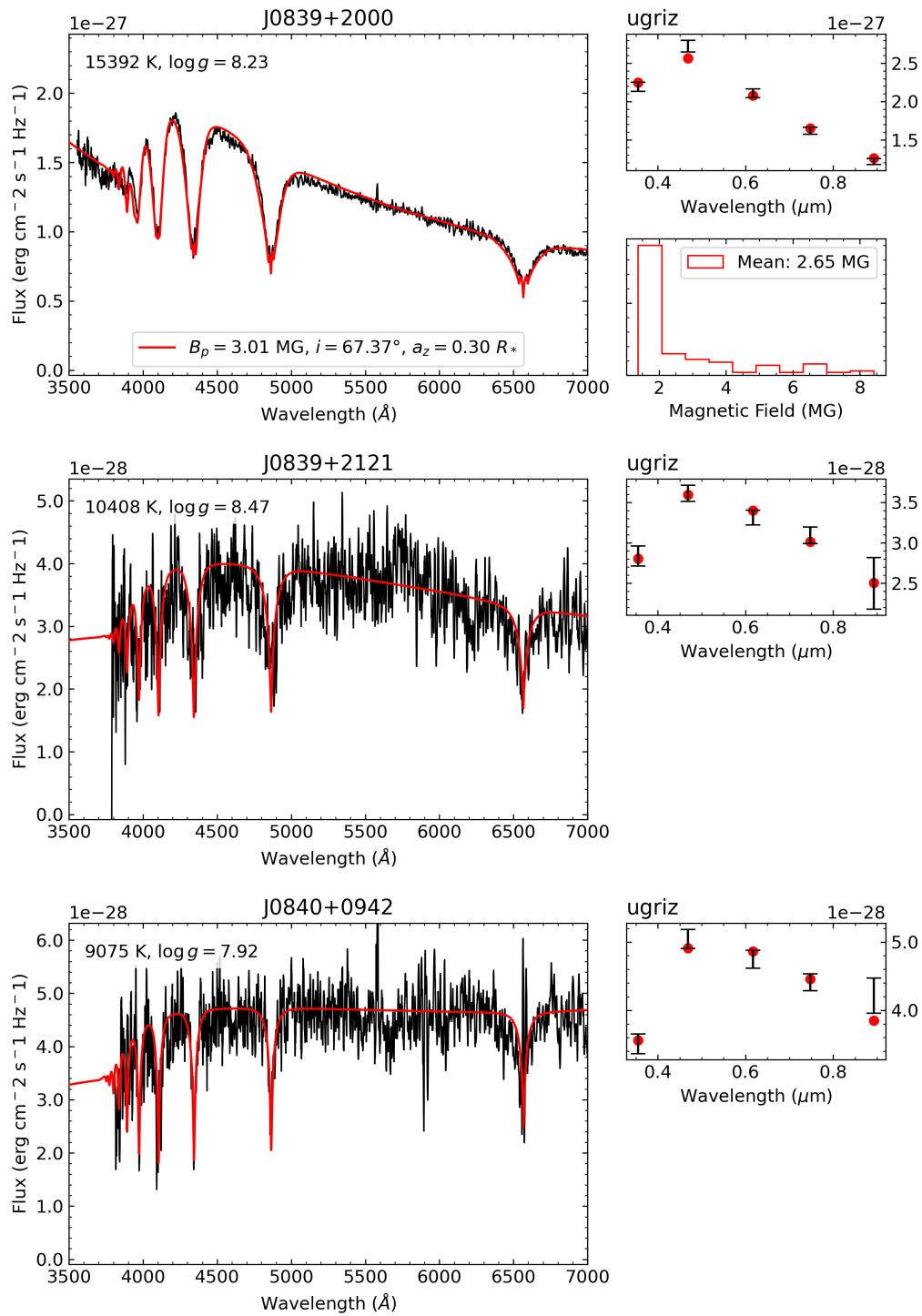


FIGURE A.1 (cont.)

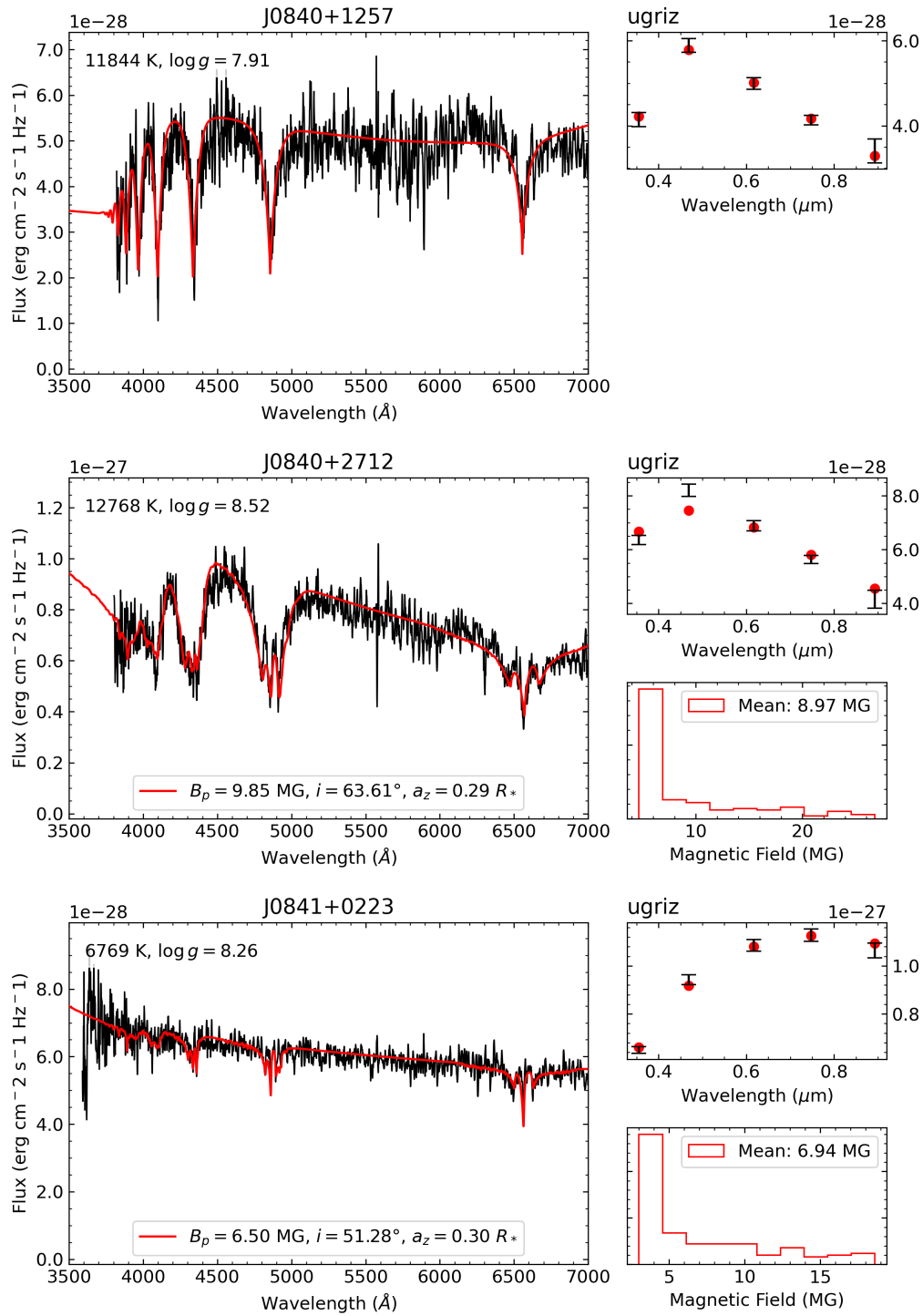


FIGURE A.1 (cont.)

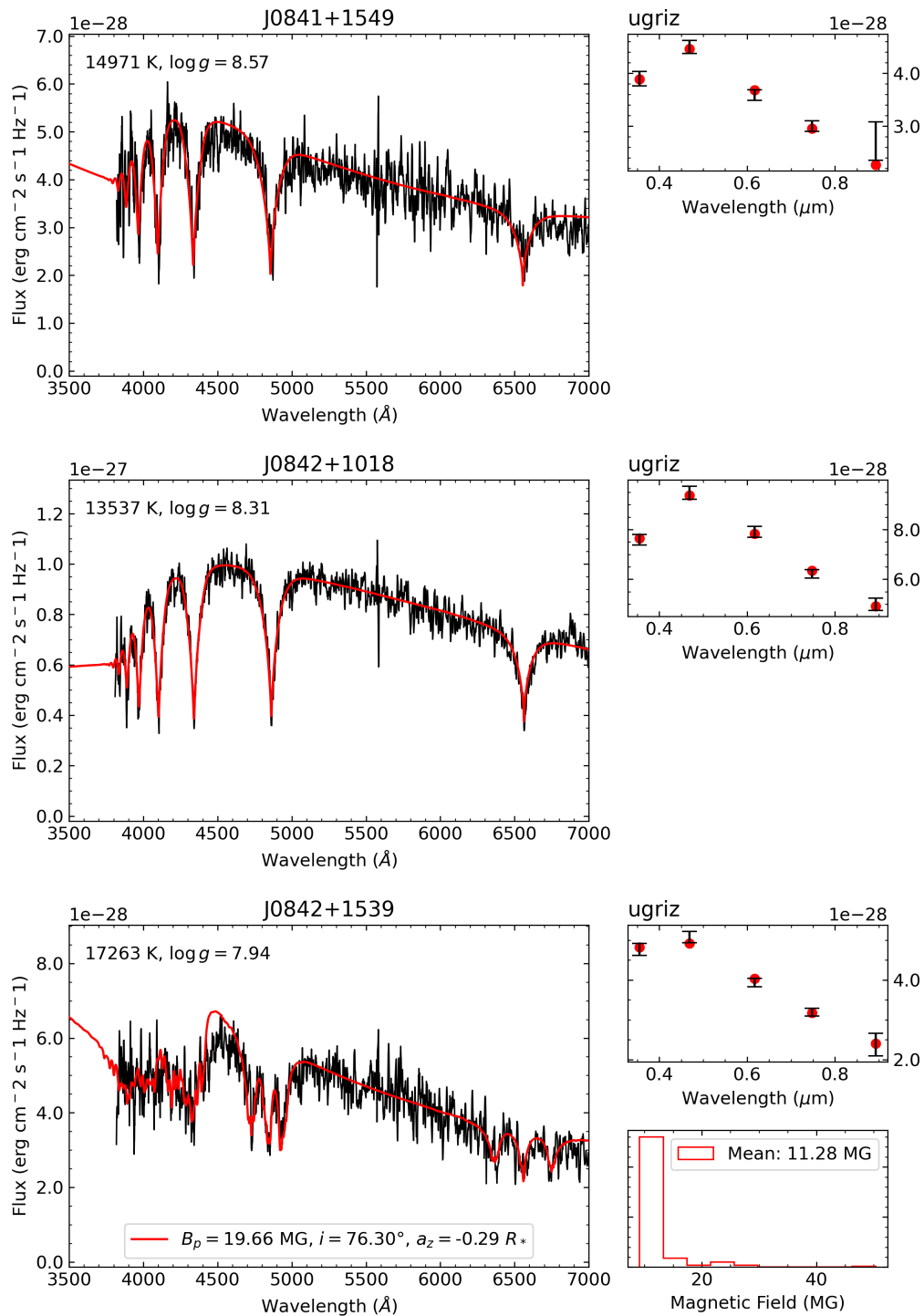


FIGURE A.1 (cont.)



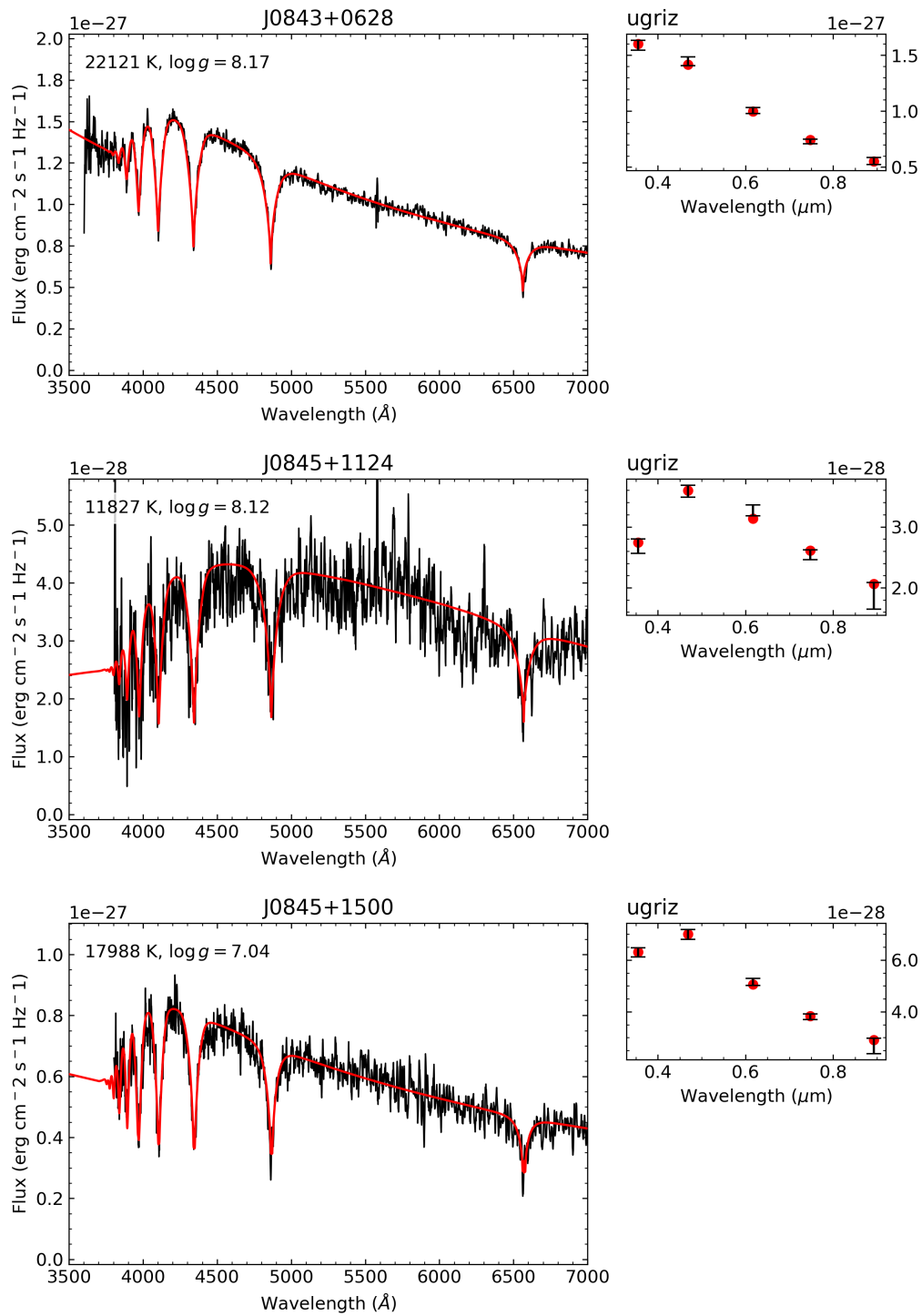


FIGURE A.1 (cont.)

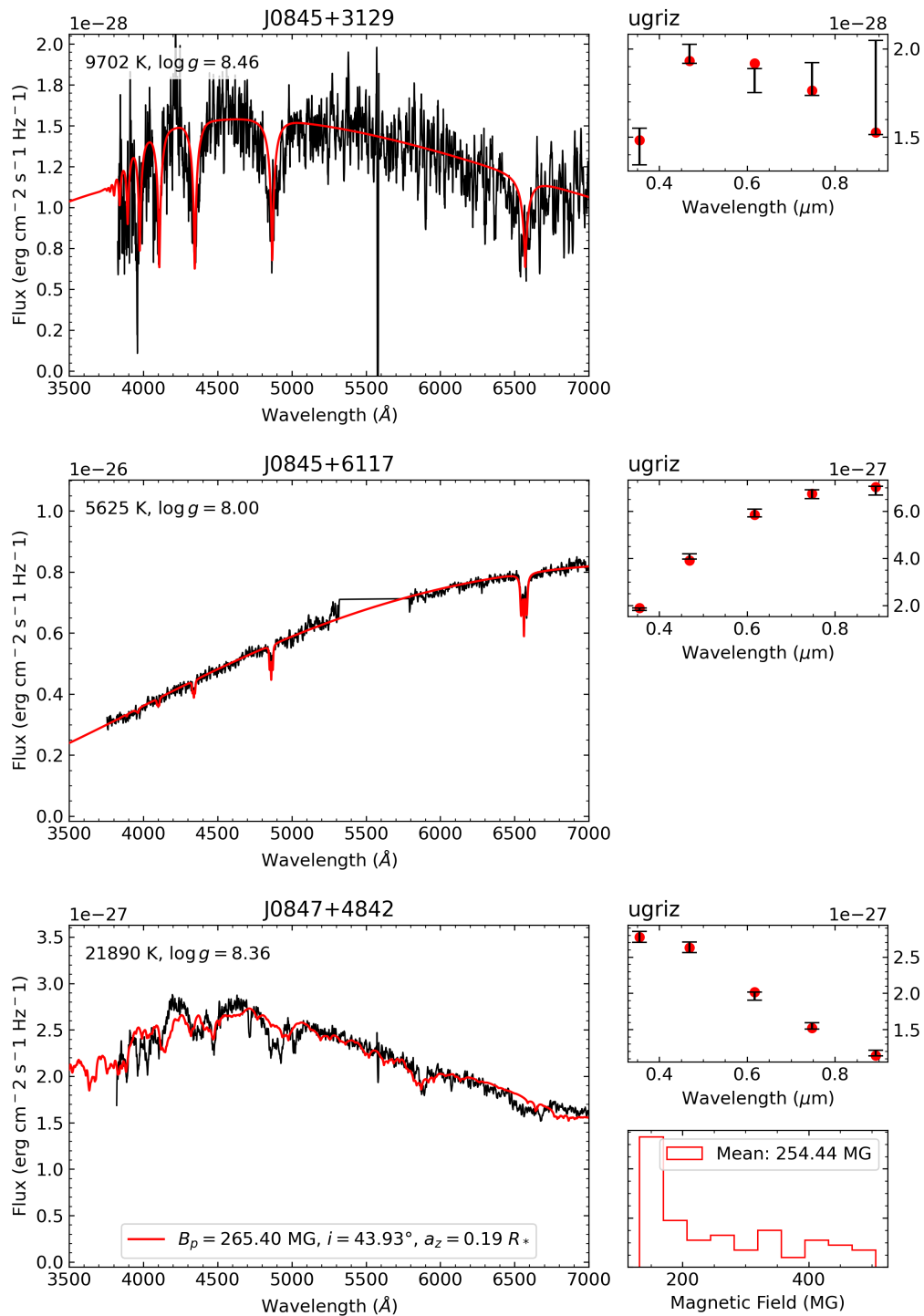


FIGURE A.1 (cont.)

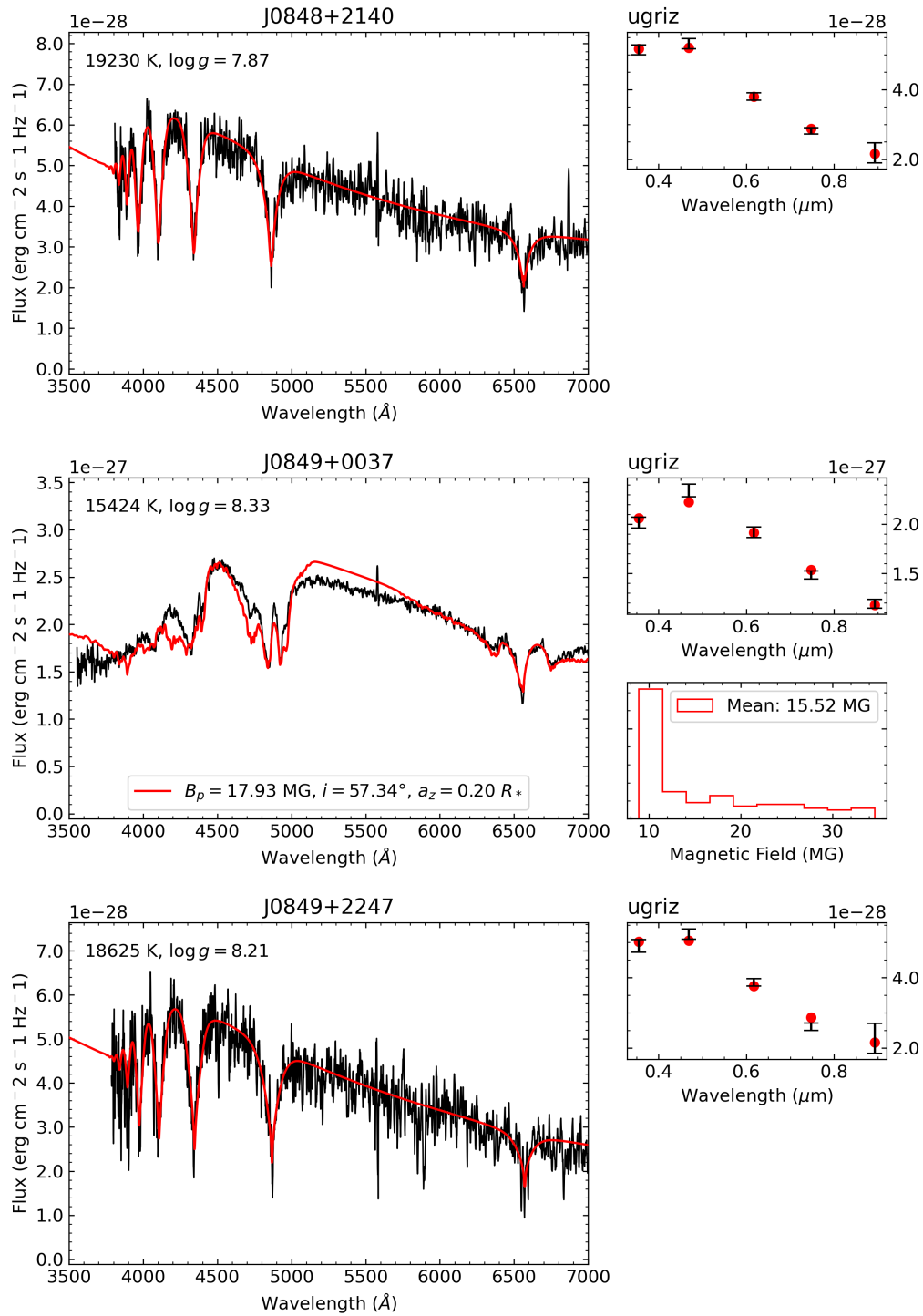


FIGURE A.1 (cont.)

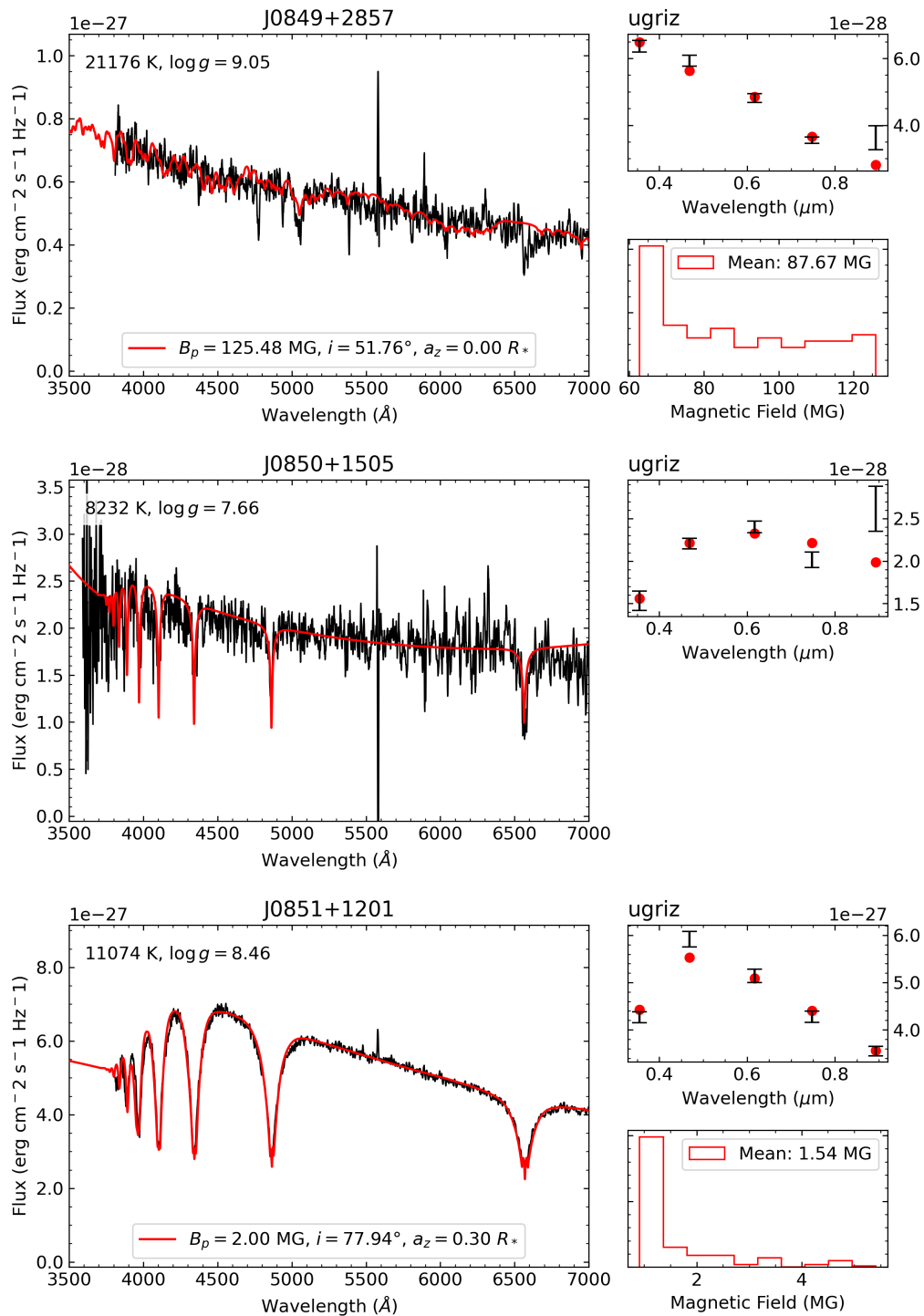


FIGURE A.1 (cont.)

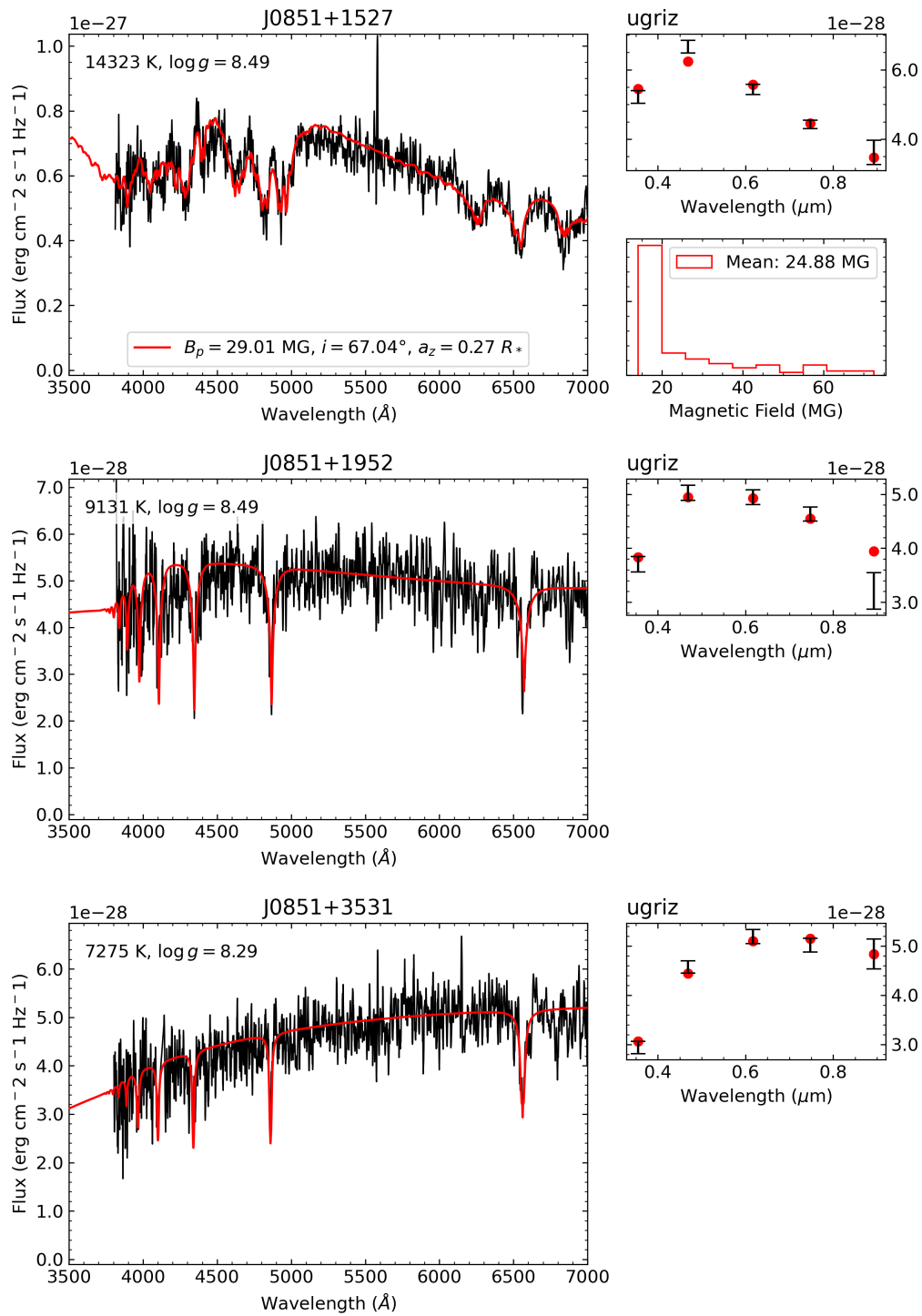


FIGURE A.1 (cont.)

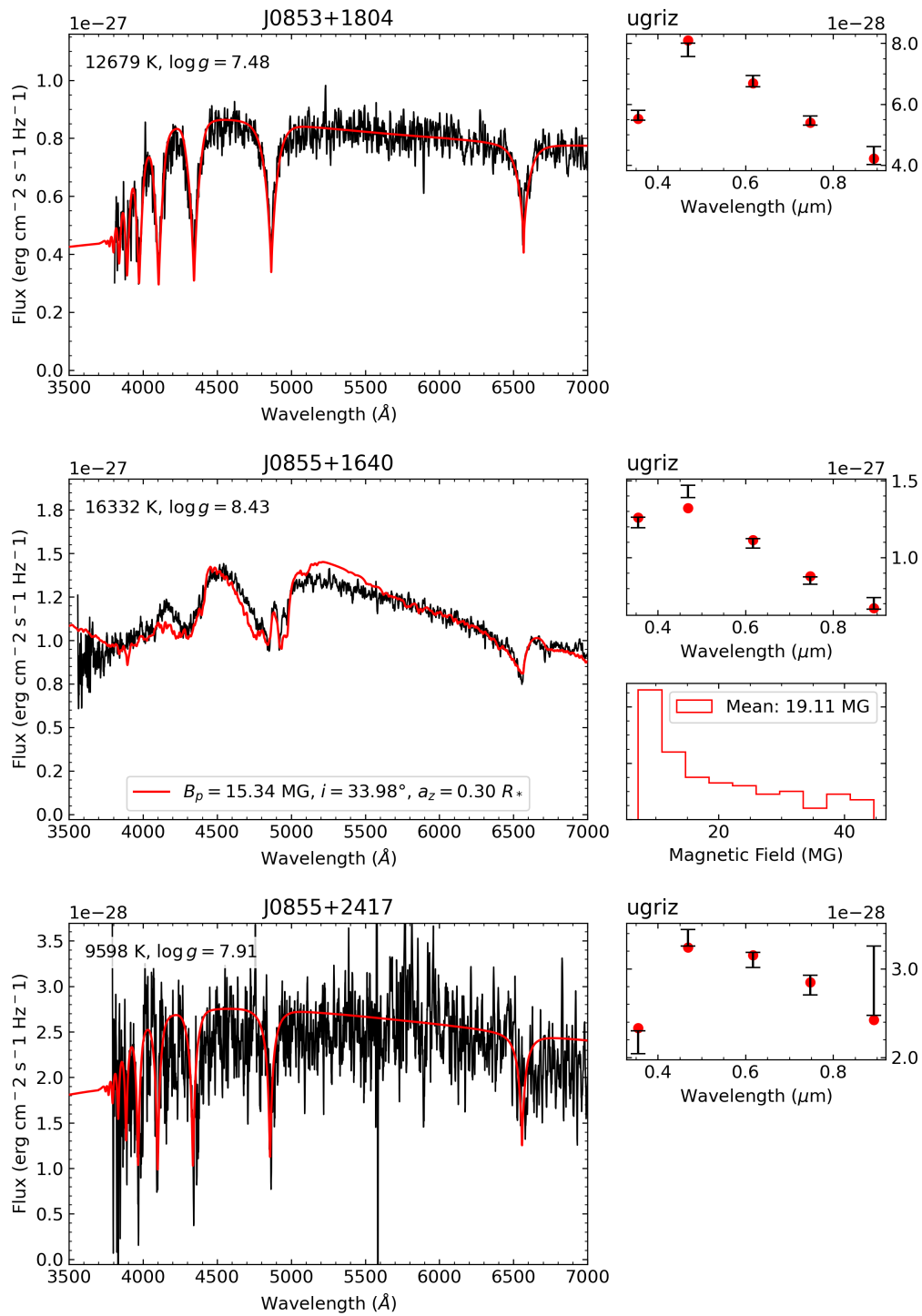


FIGURE A.1 (cont.)

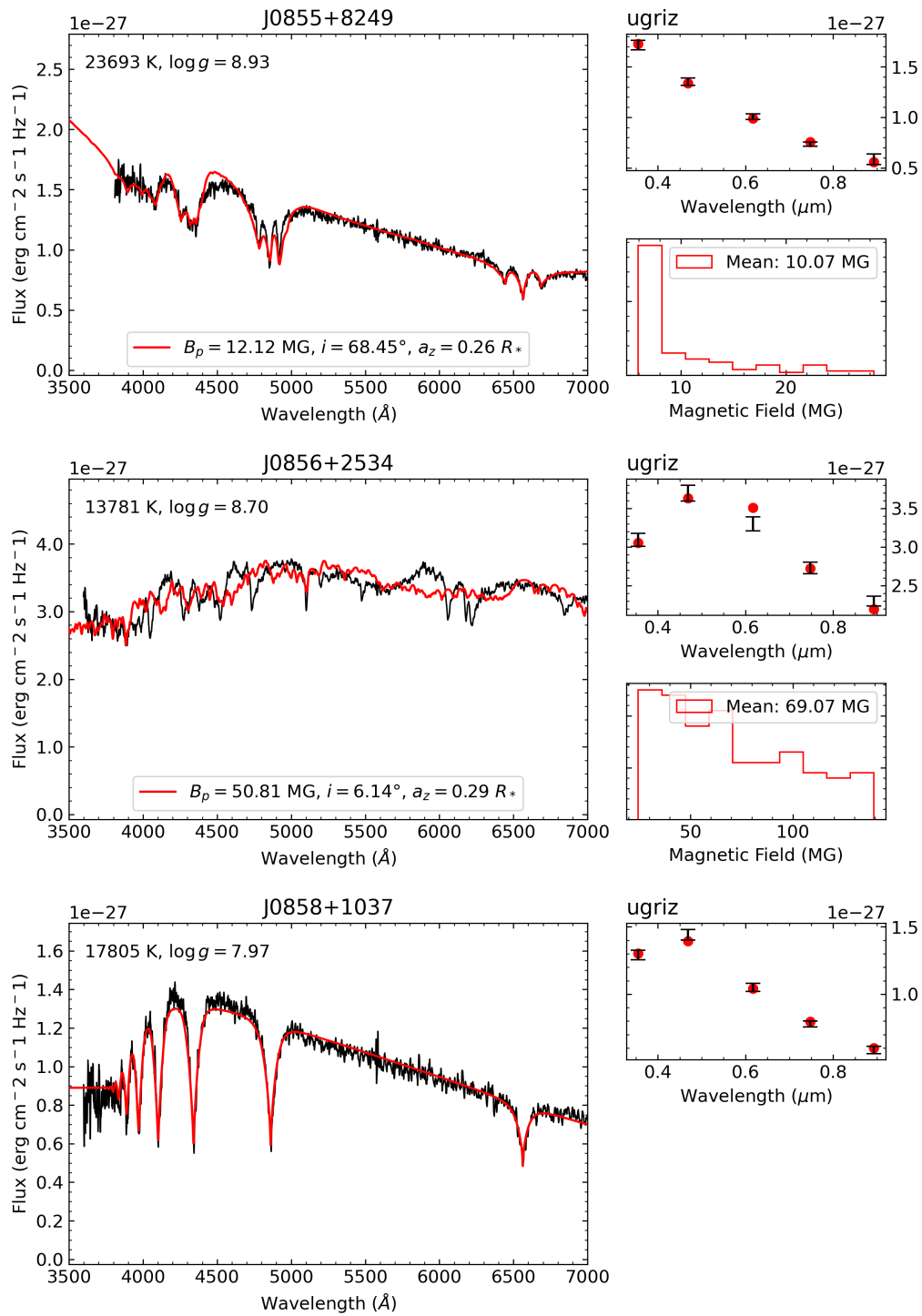


FIGURE A.1 (cont.)

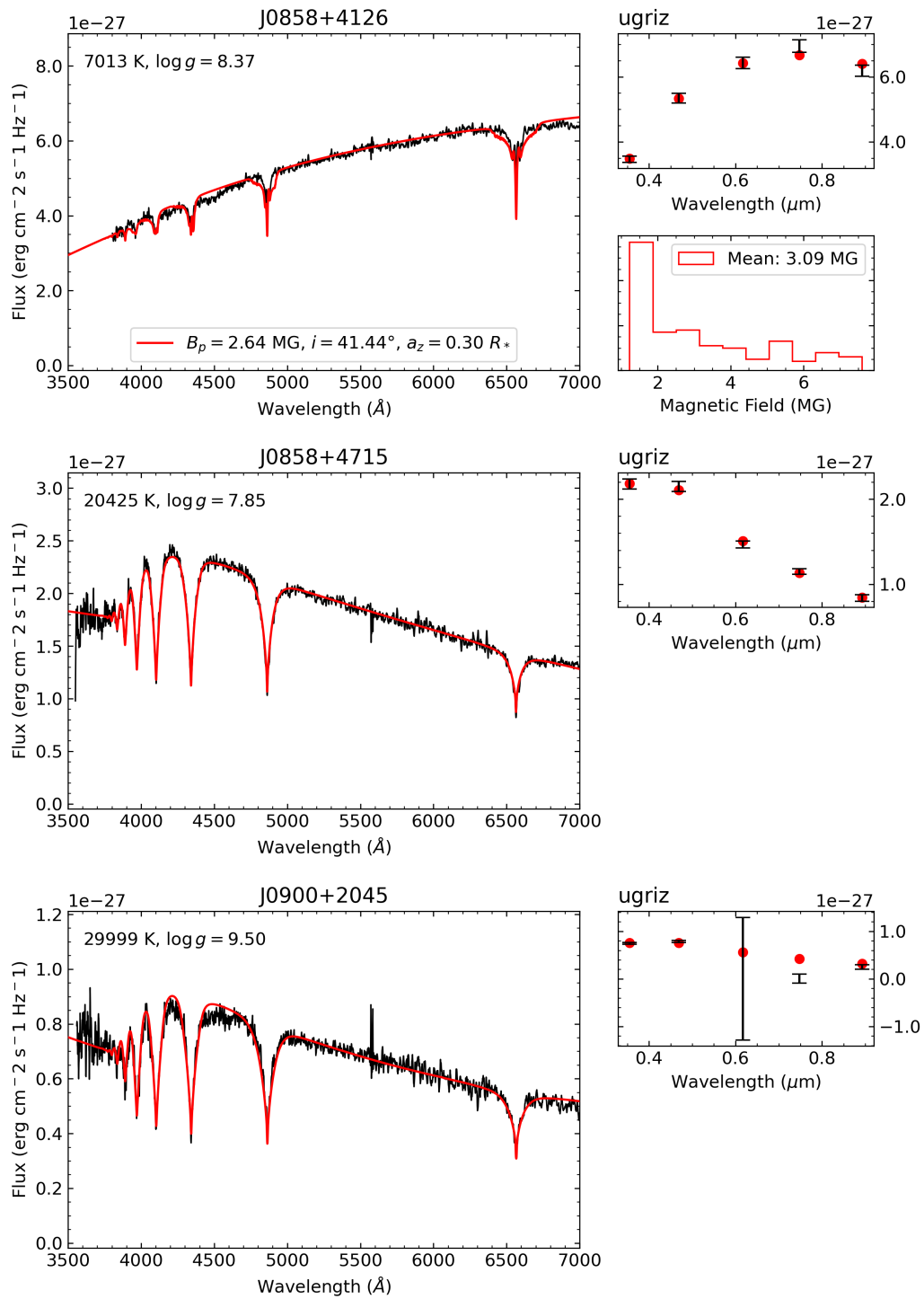


FIGURE A.1 (cont.)



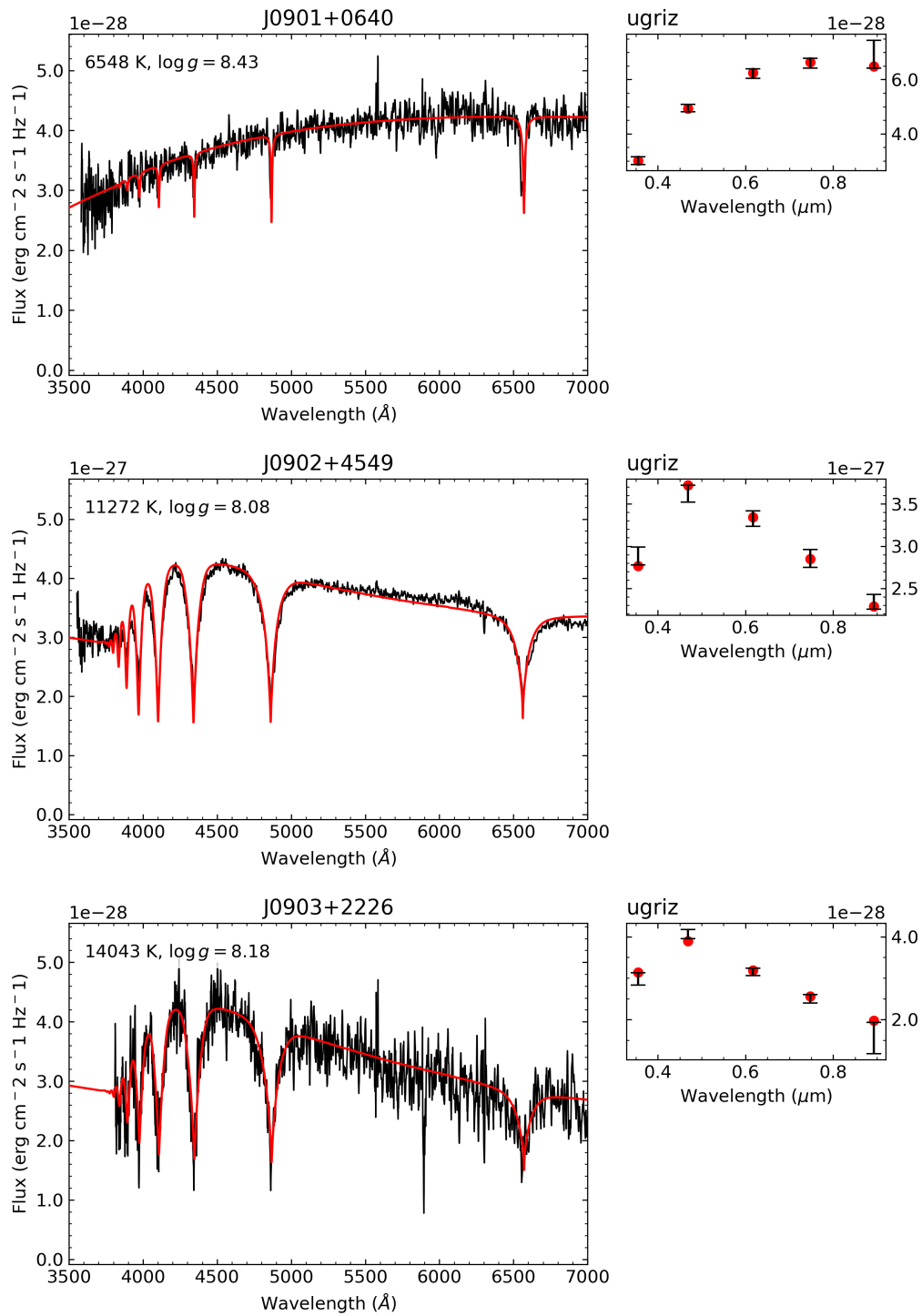


FIGURE A.1 (cont.)

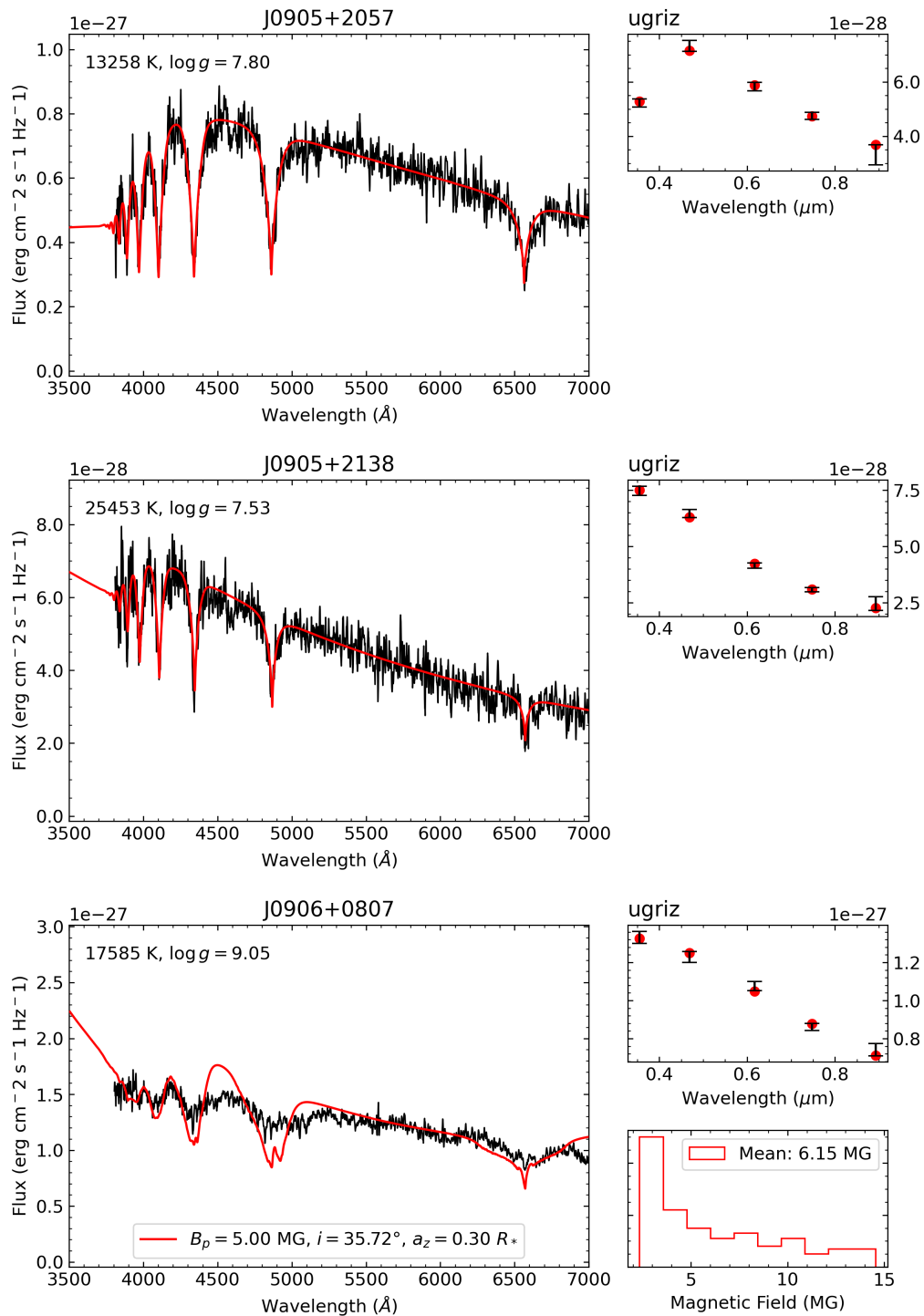


FIGURE A.1 (cont.)

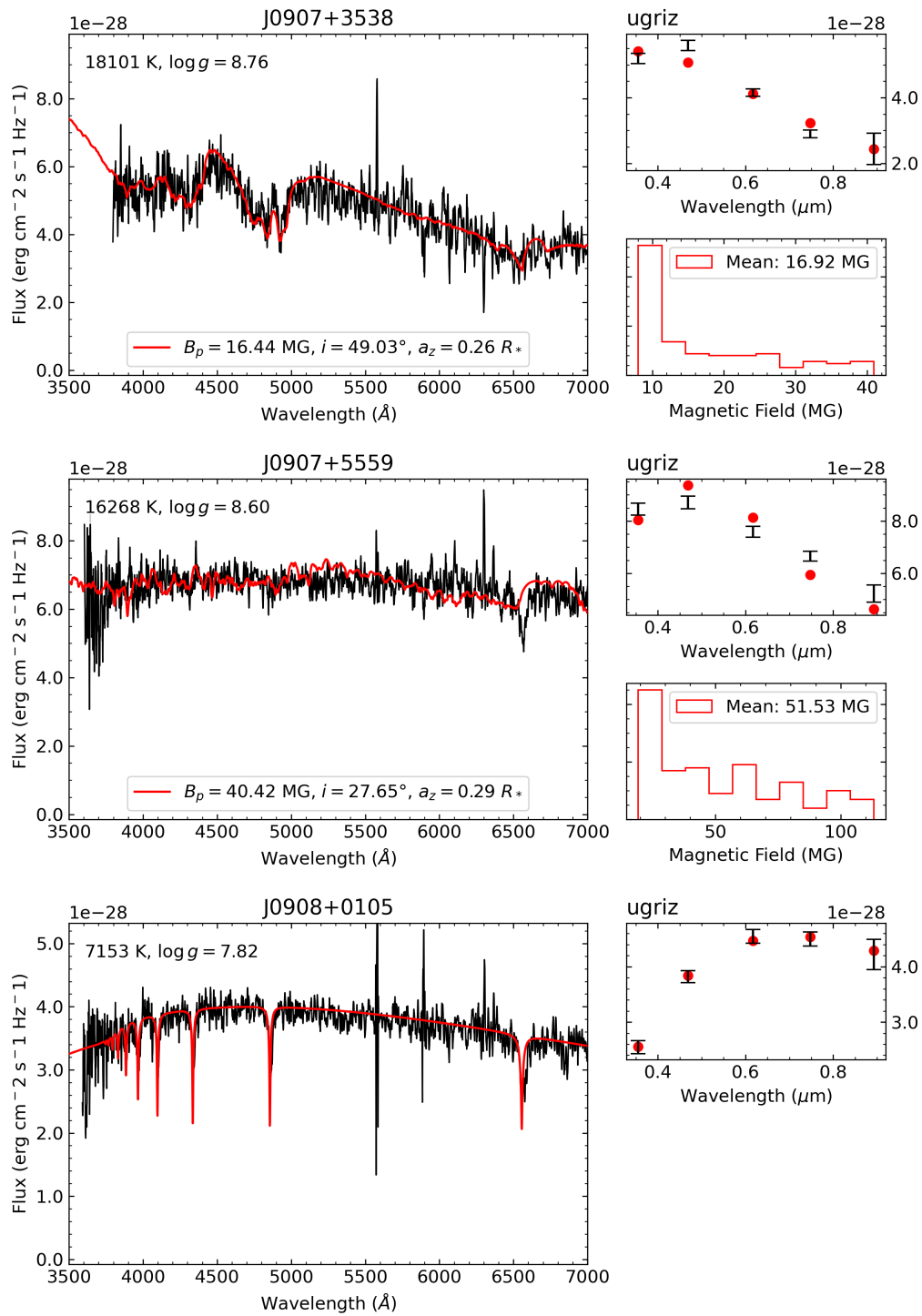


FIGURE A.1 (cont.)

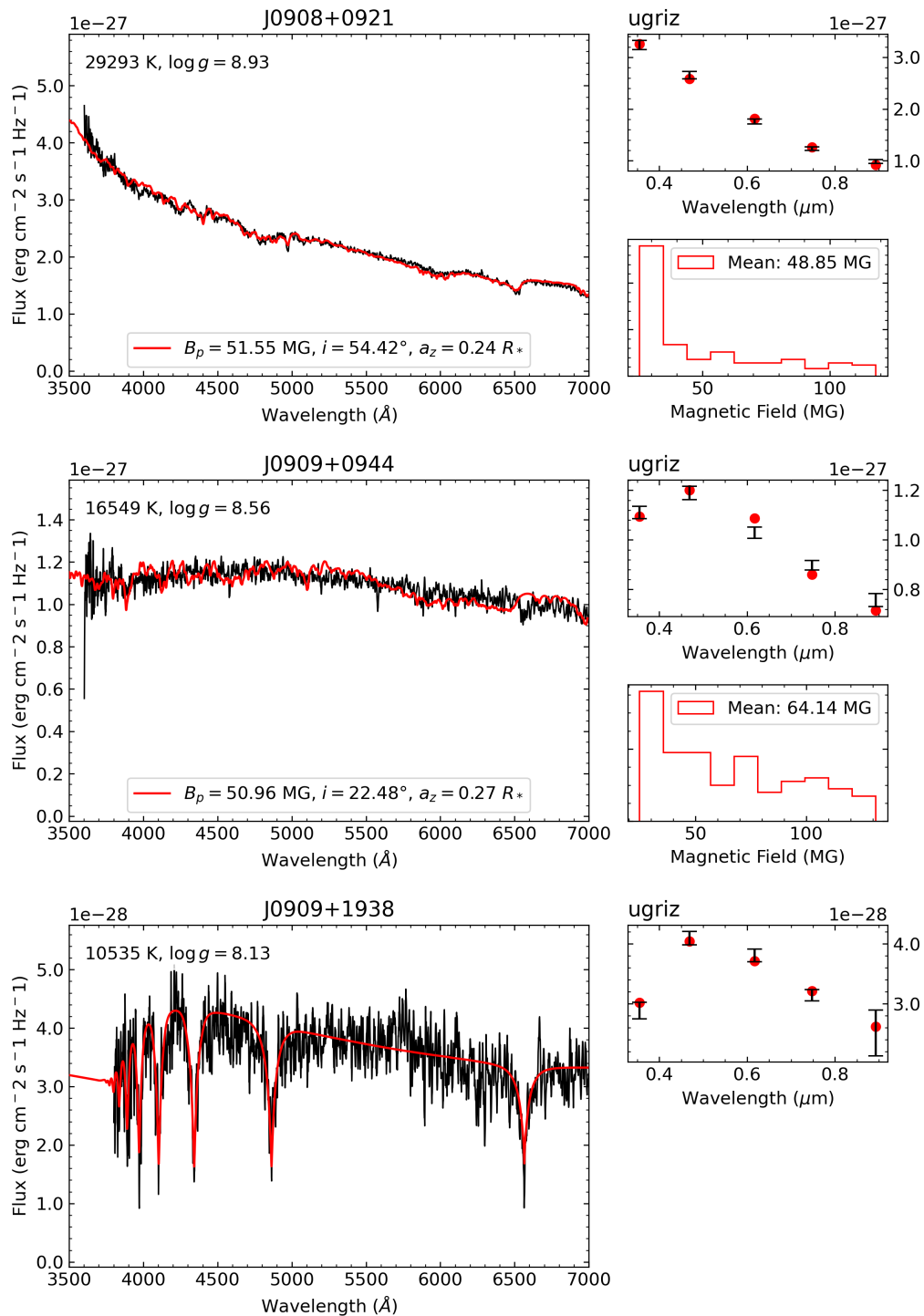


FIGURE A.1 (cont.)

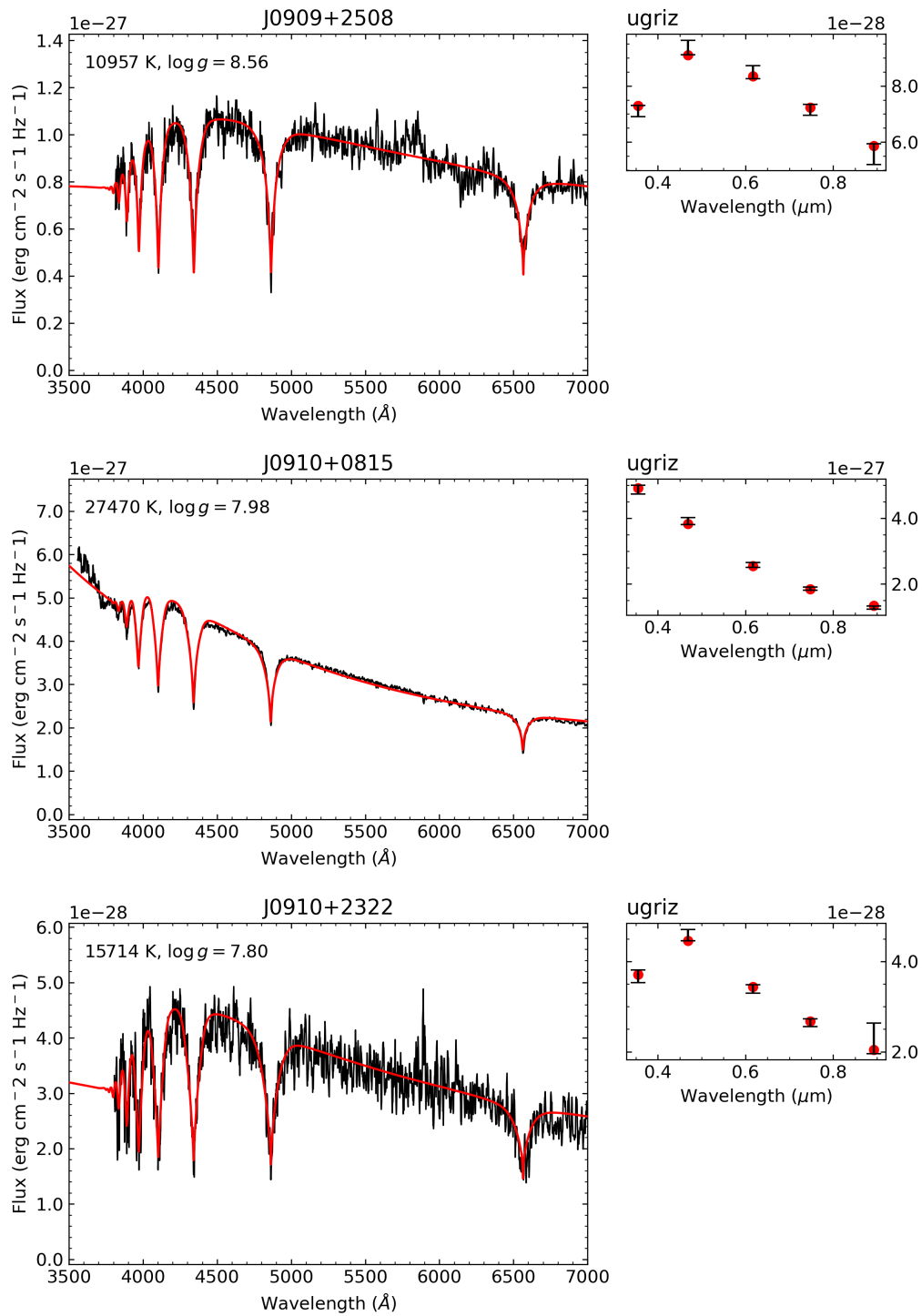


FIGURE A.1 (cont.)

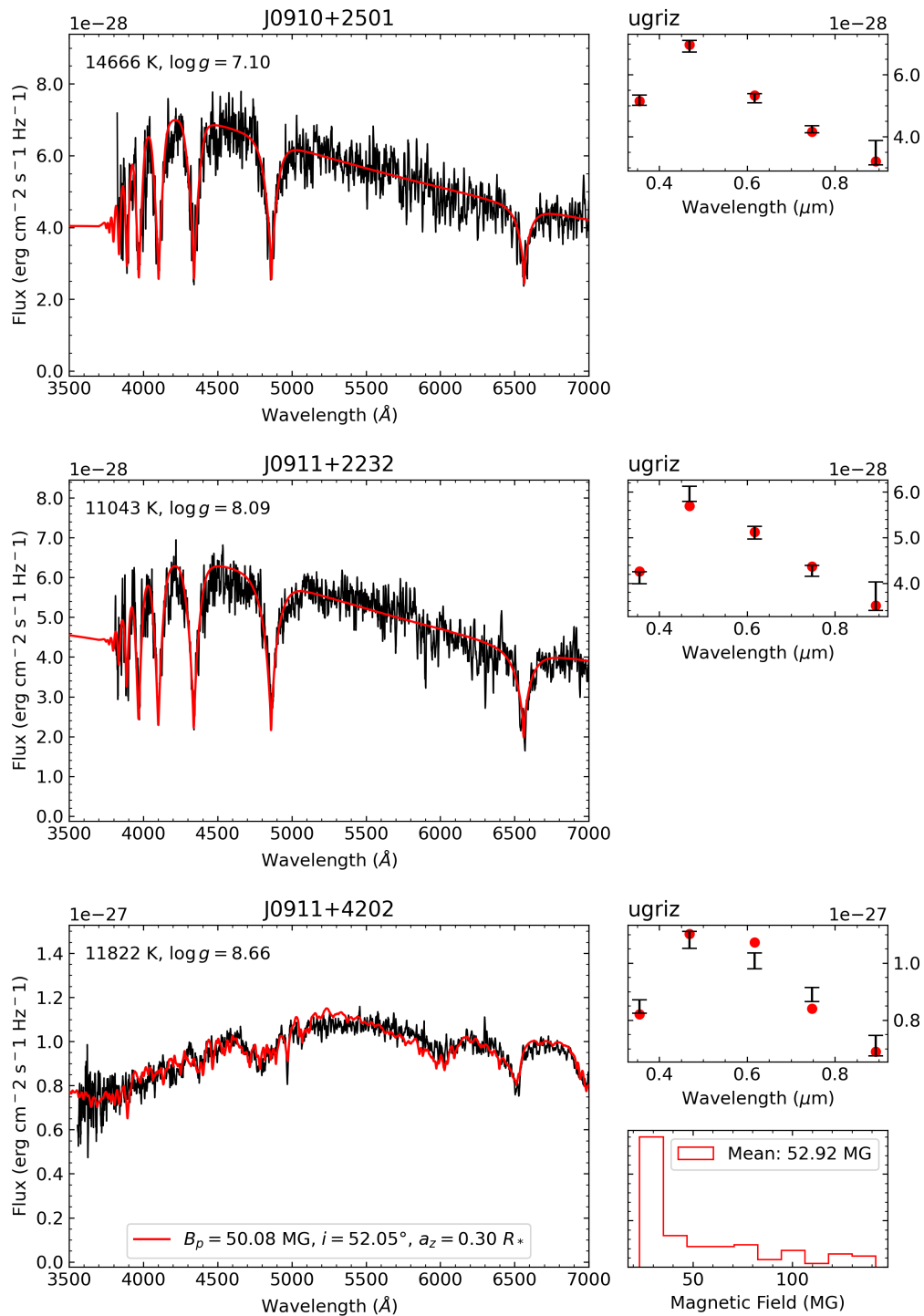


FIGURE A.1 (cont.)

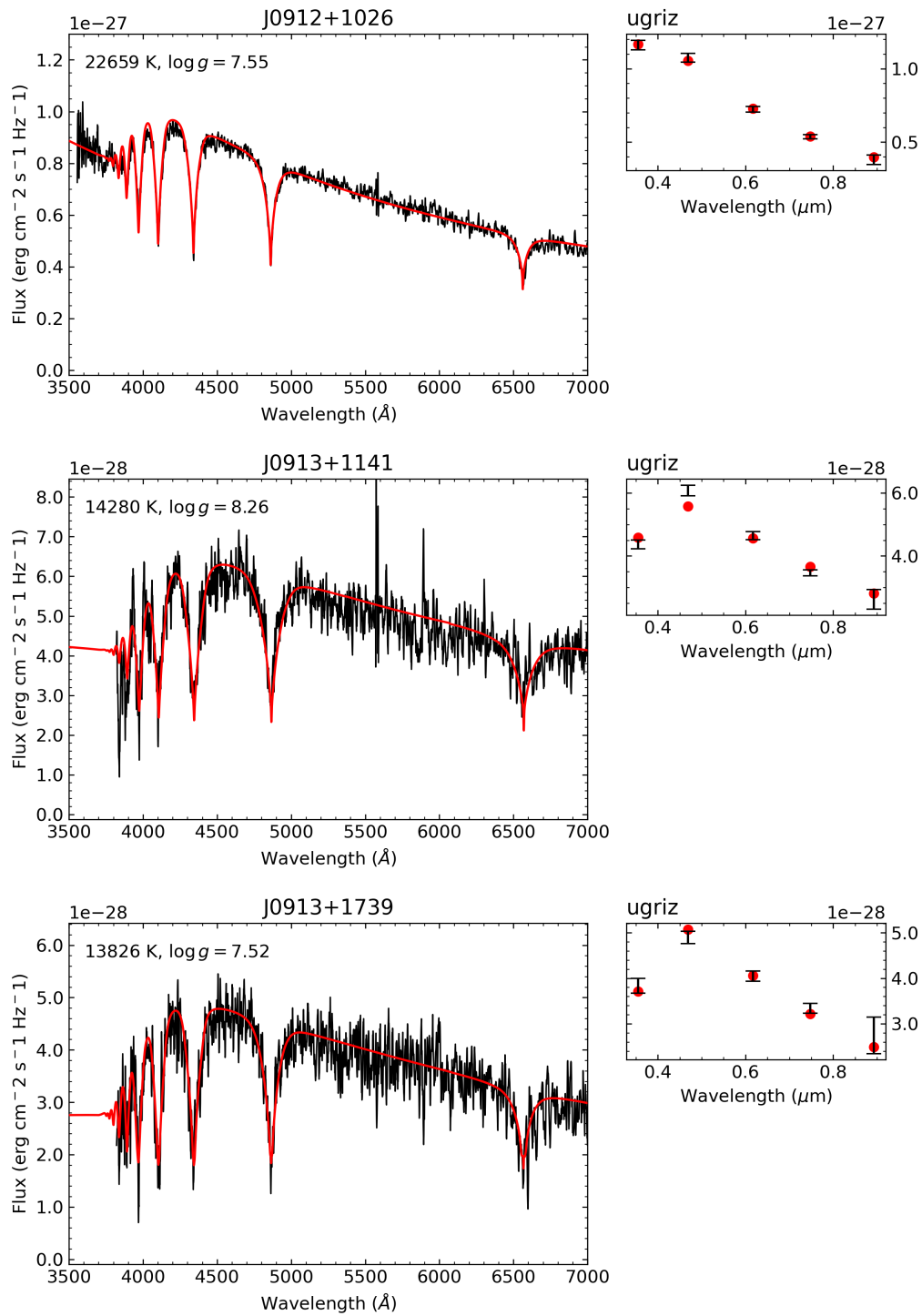


FIGURE A.1 (cont.)

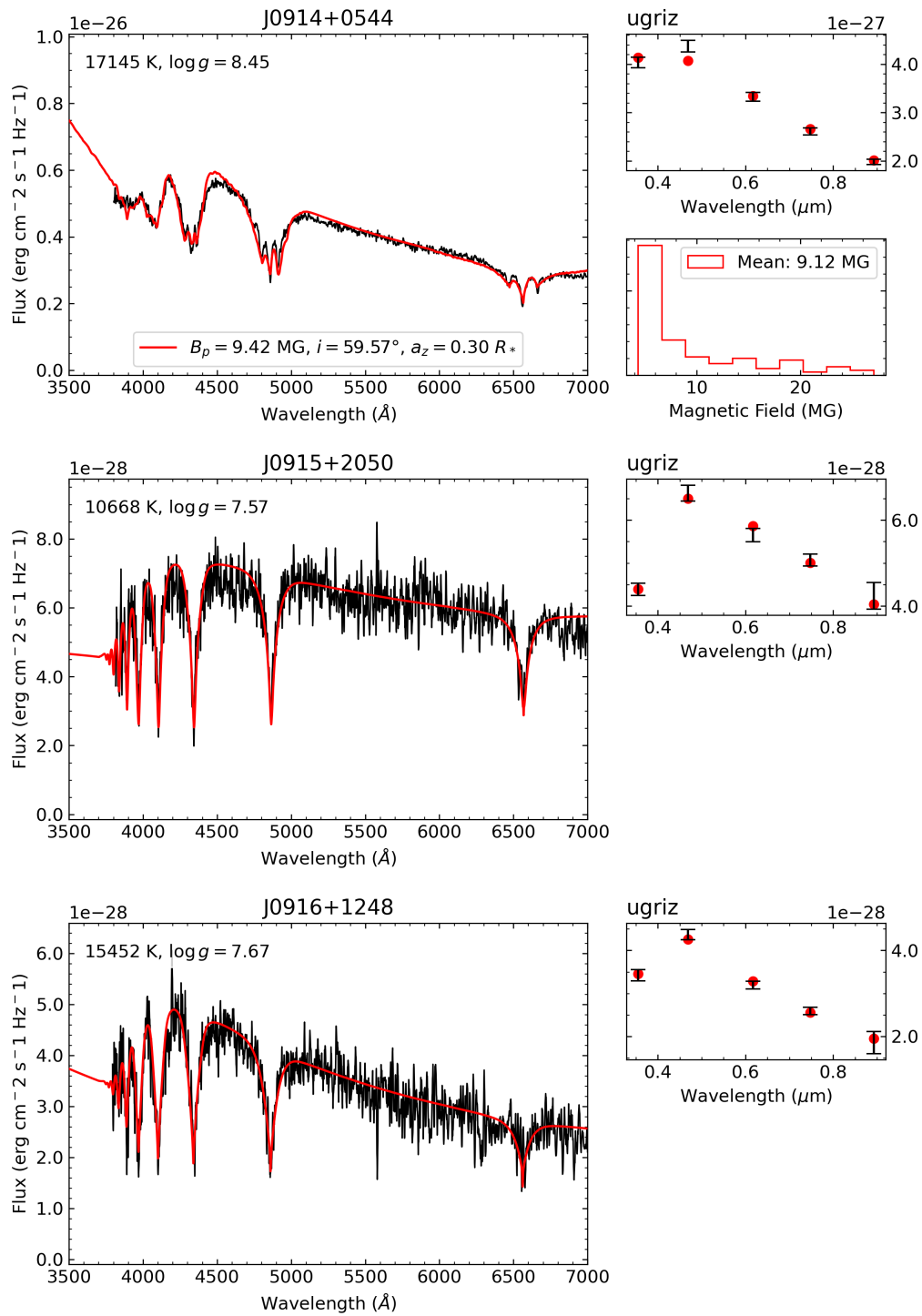


FIGURE A.1 (cont.)



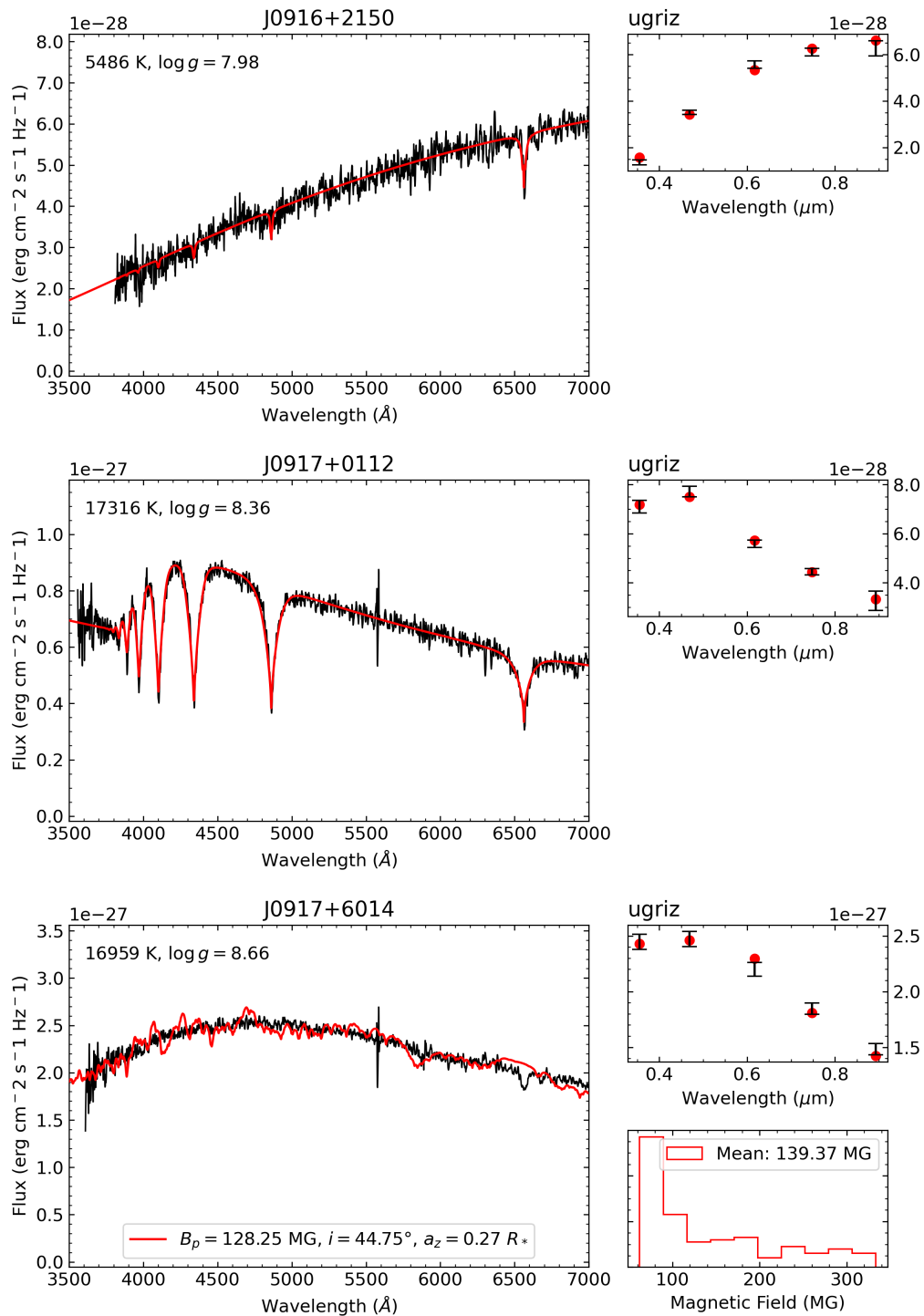


FIGURE A.1 (cont.)

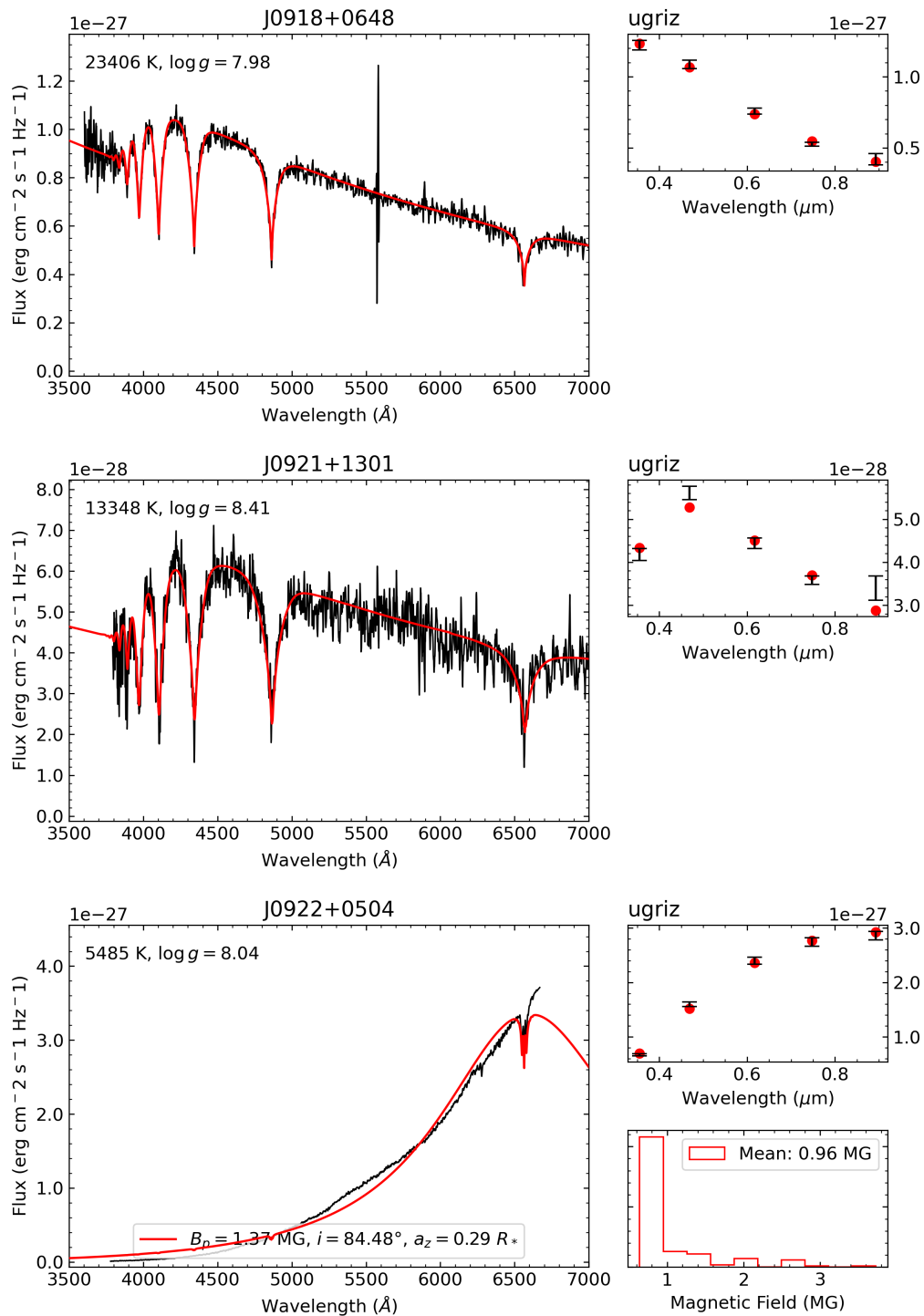


FIGURE A.1 (cont.)

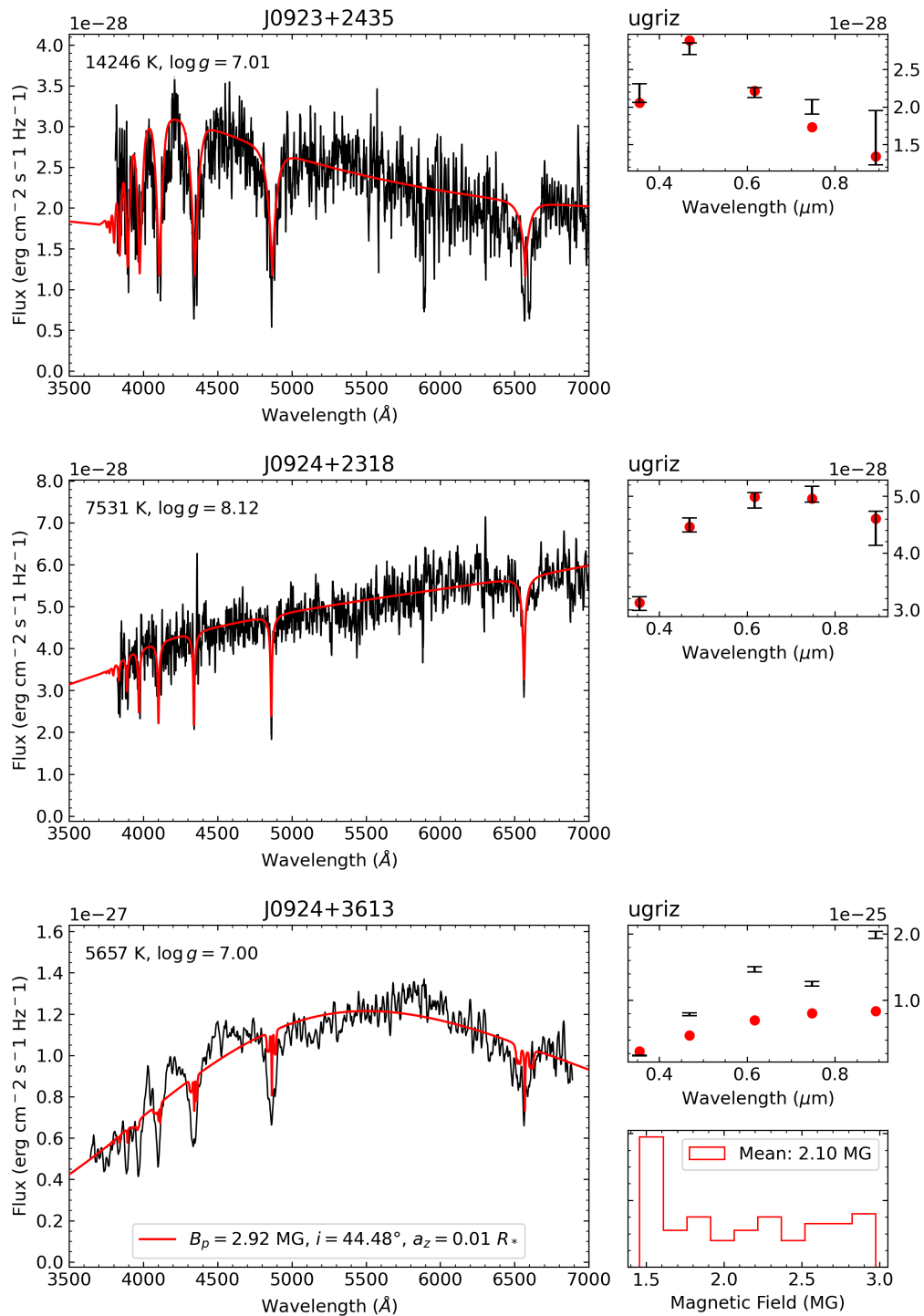


FIGURE A.1 (cont.)

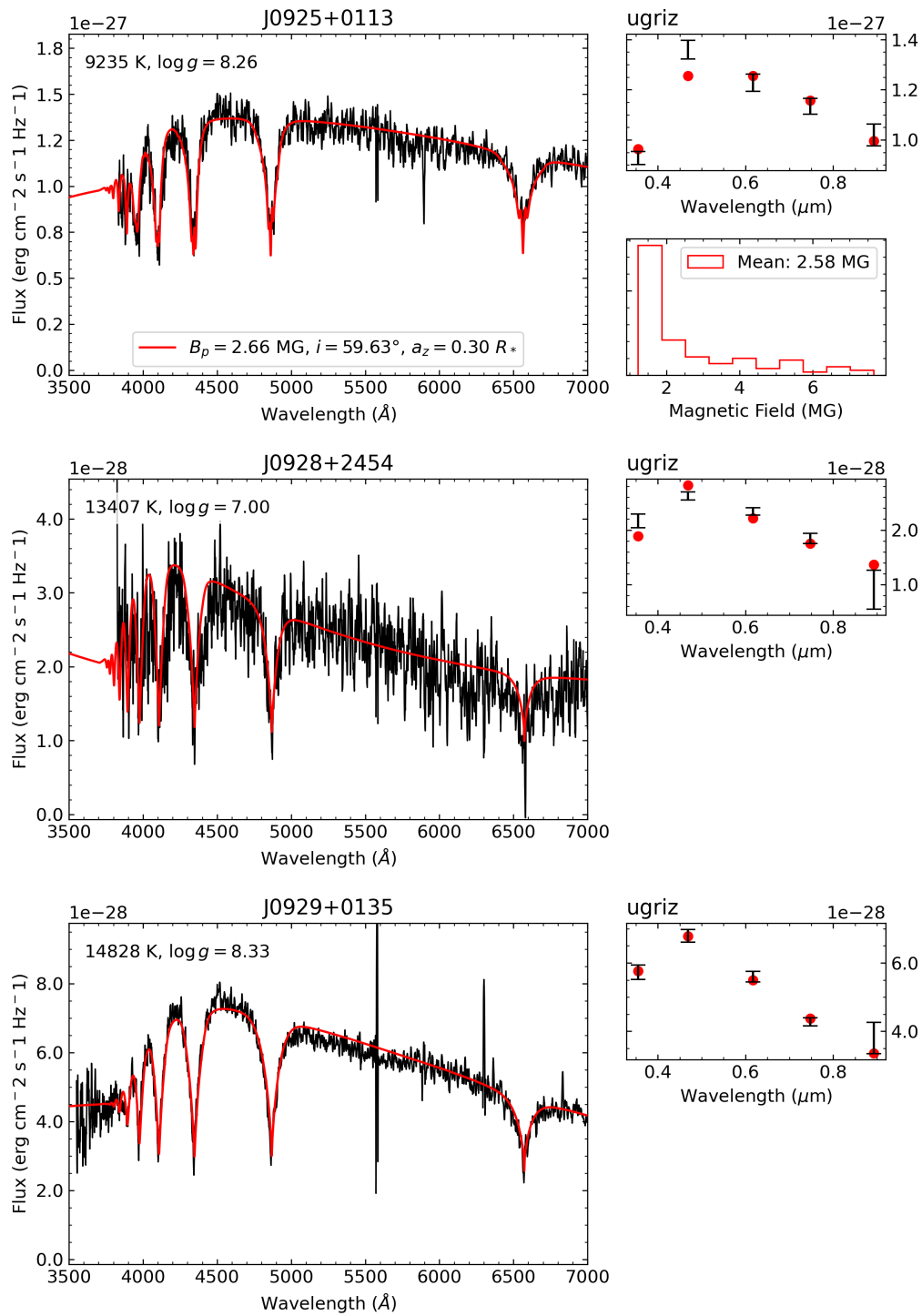


FIGURE A.1 (cont.)

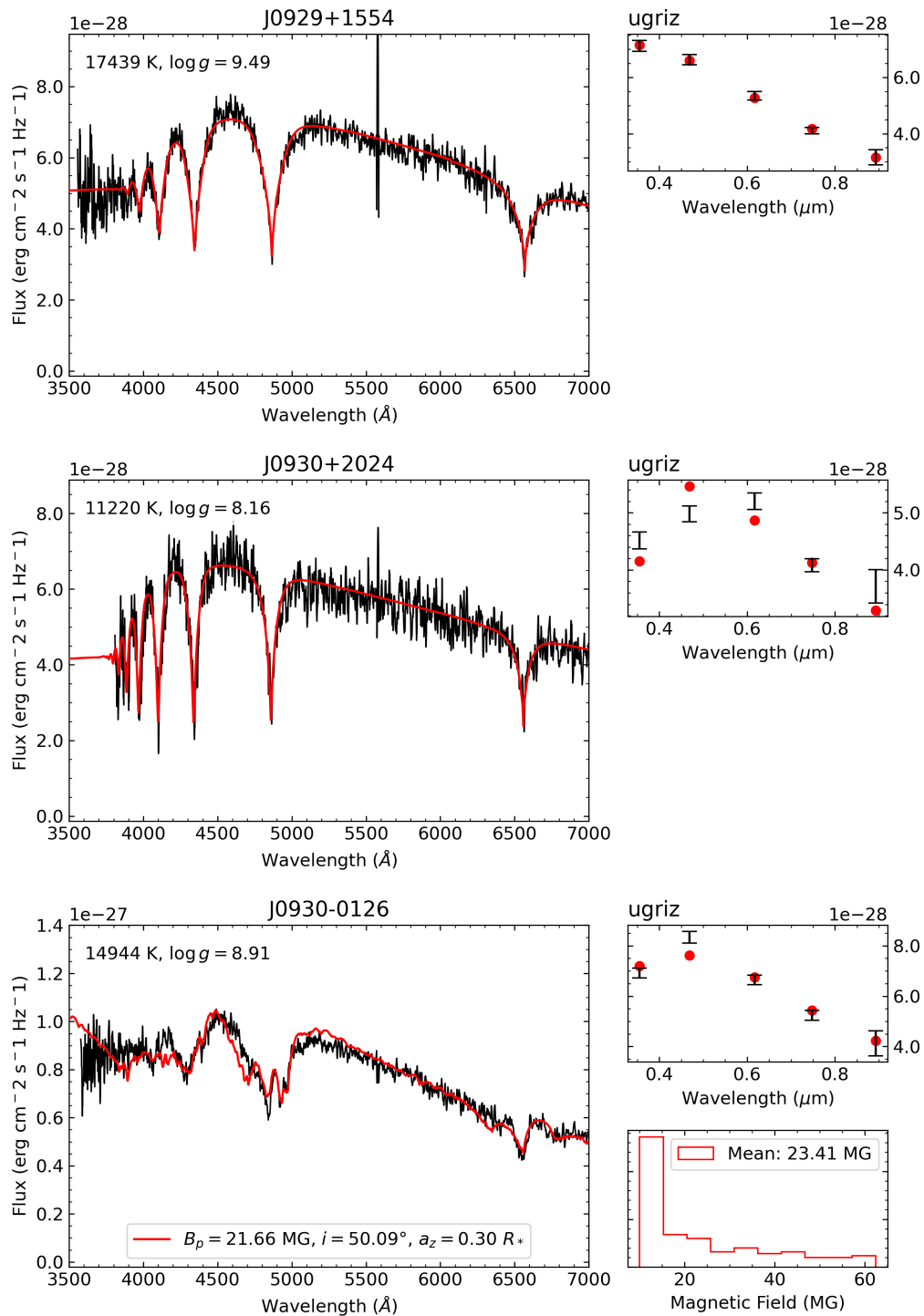


FIGURE A.1 (cont.)

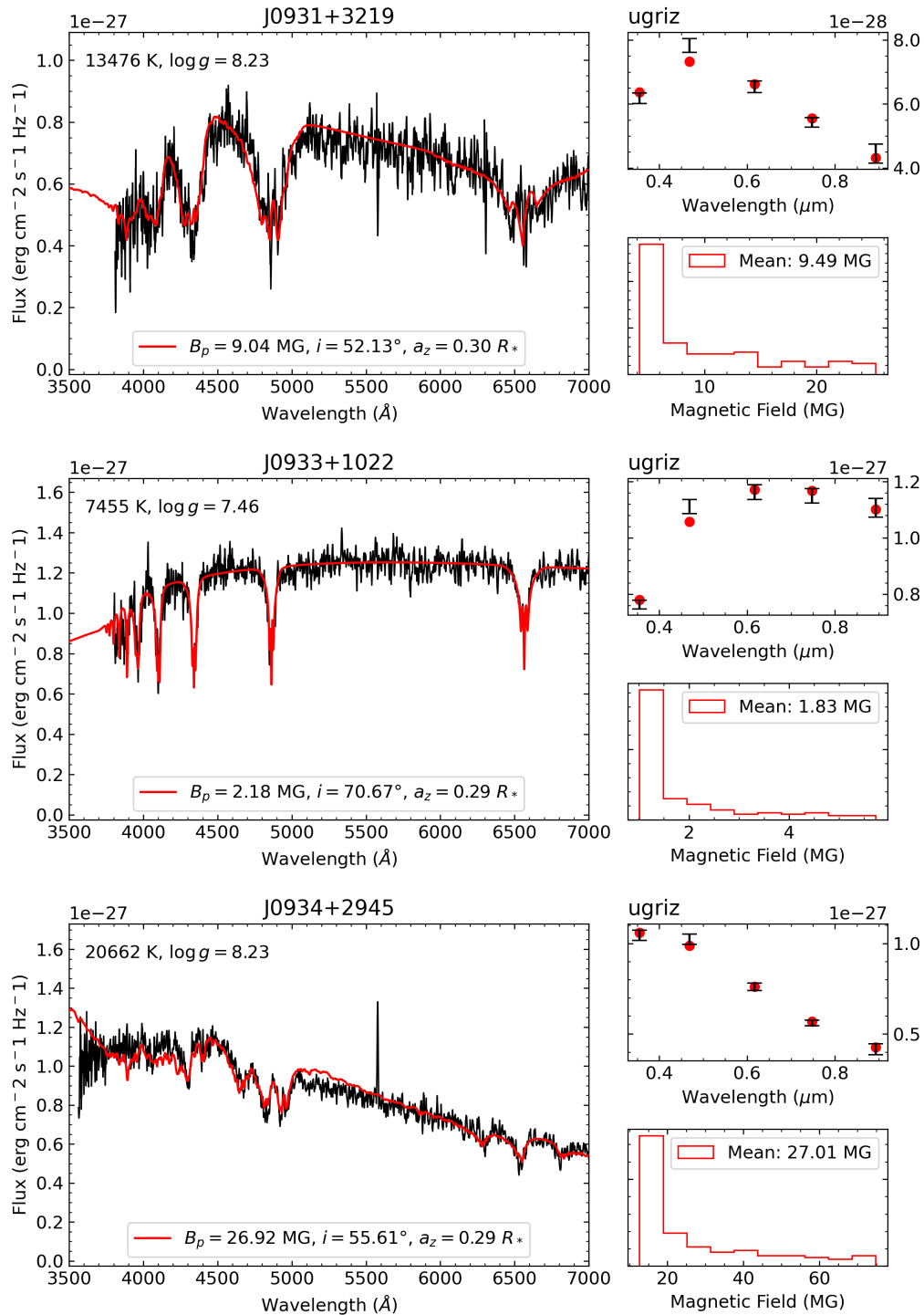


FIGURE A.1 (cont.)

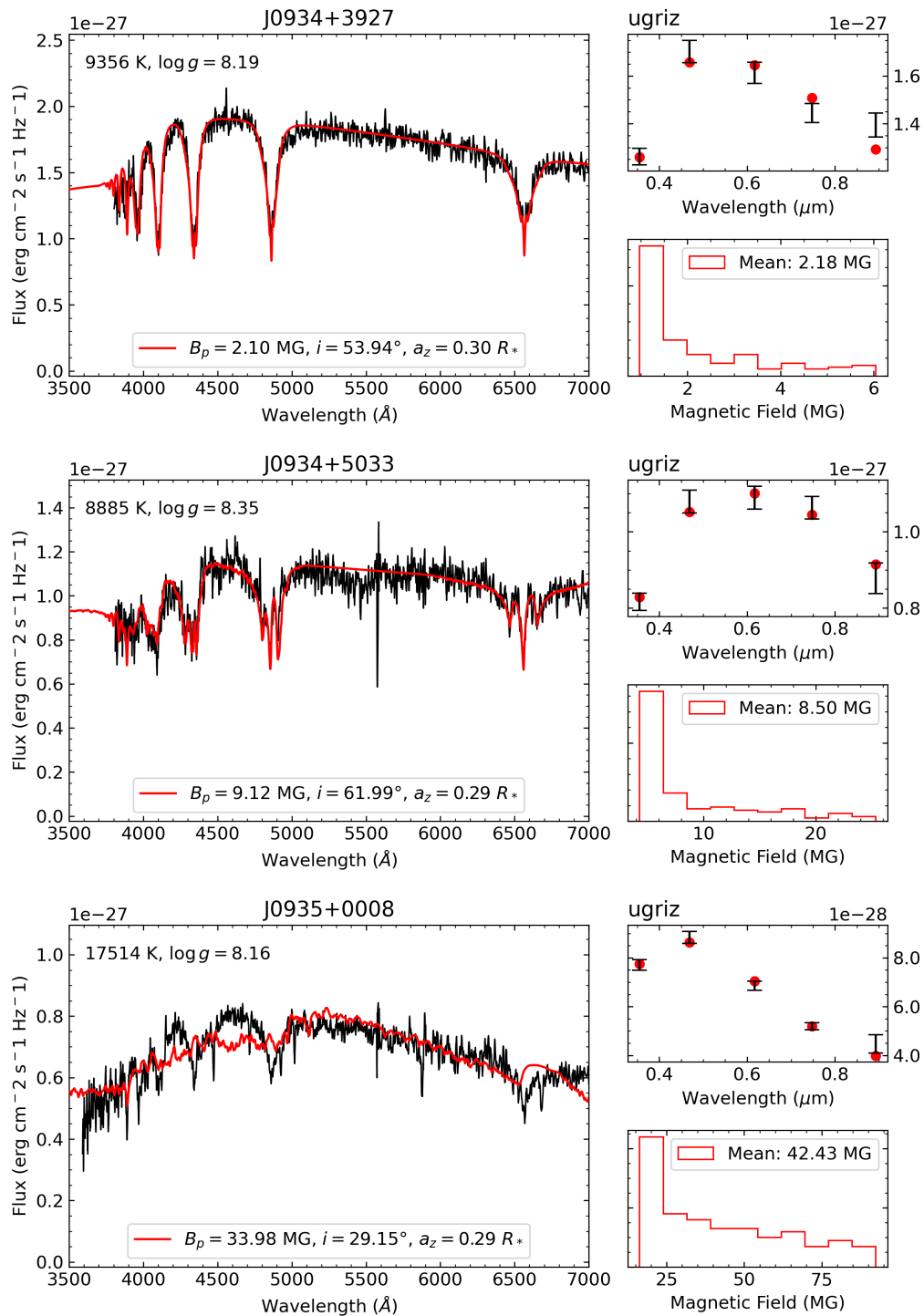


FIGURE A.1 (cont.)

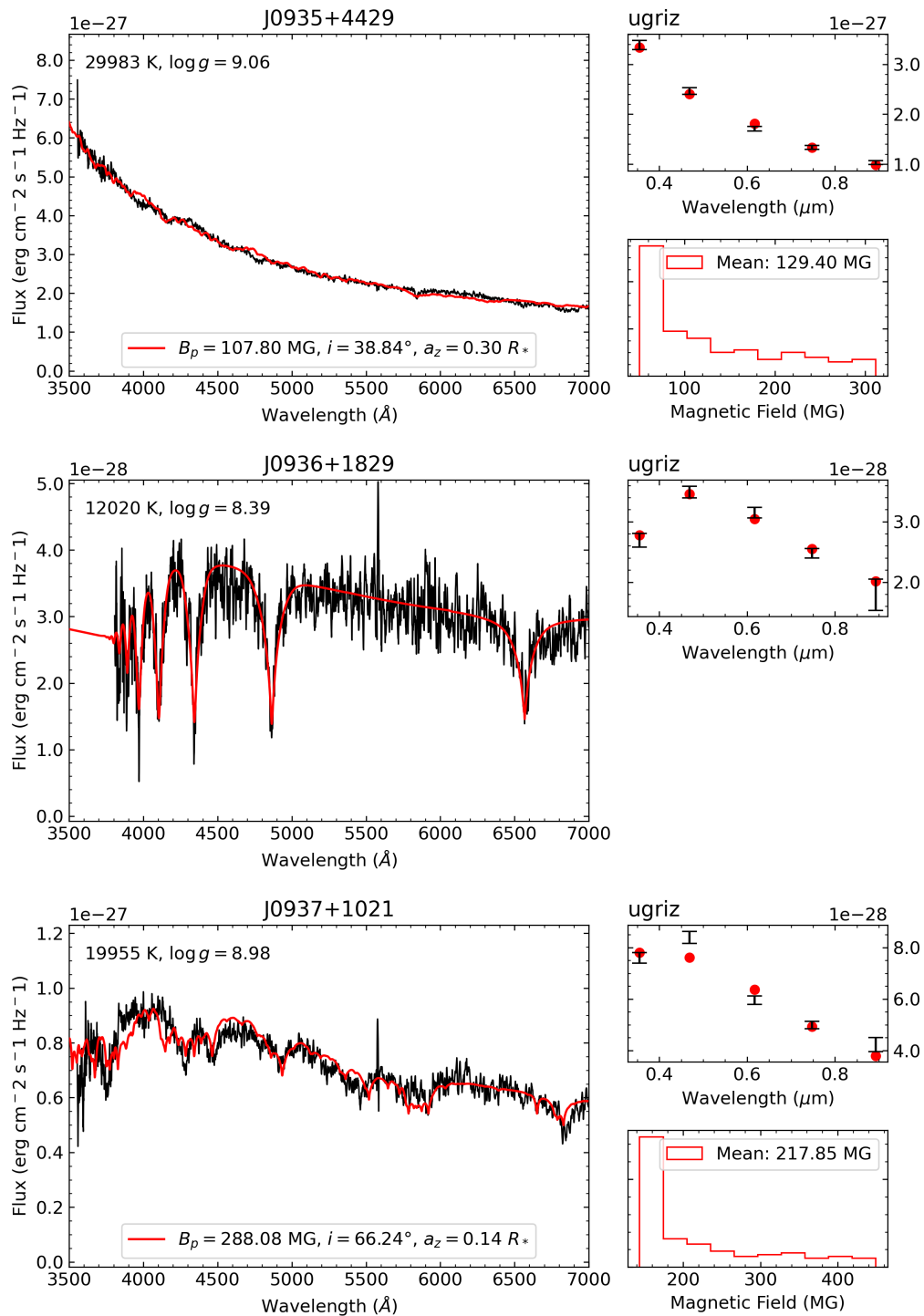


FIGURE A.1 (cont.)



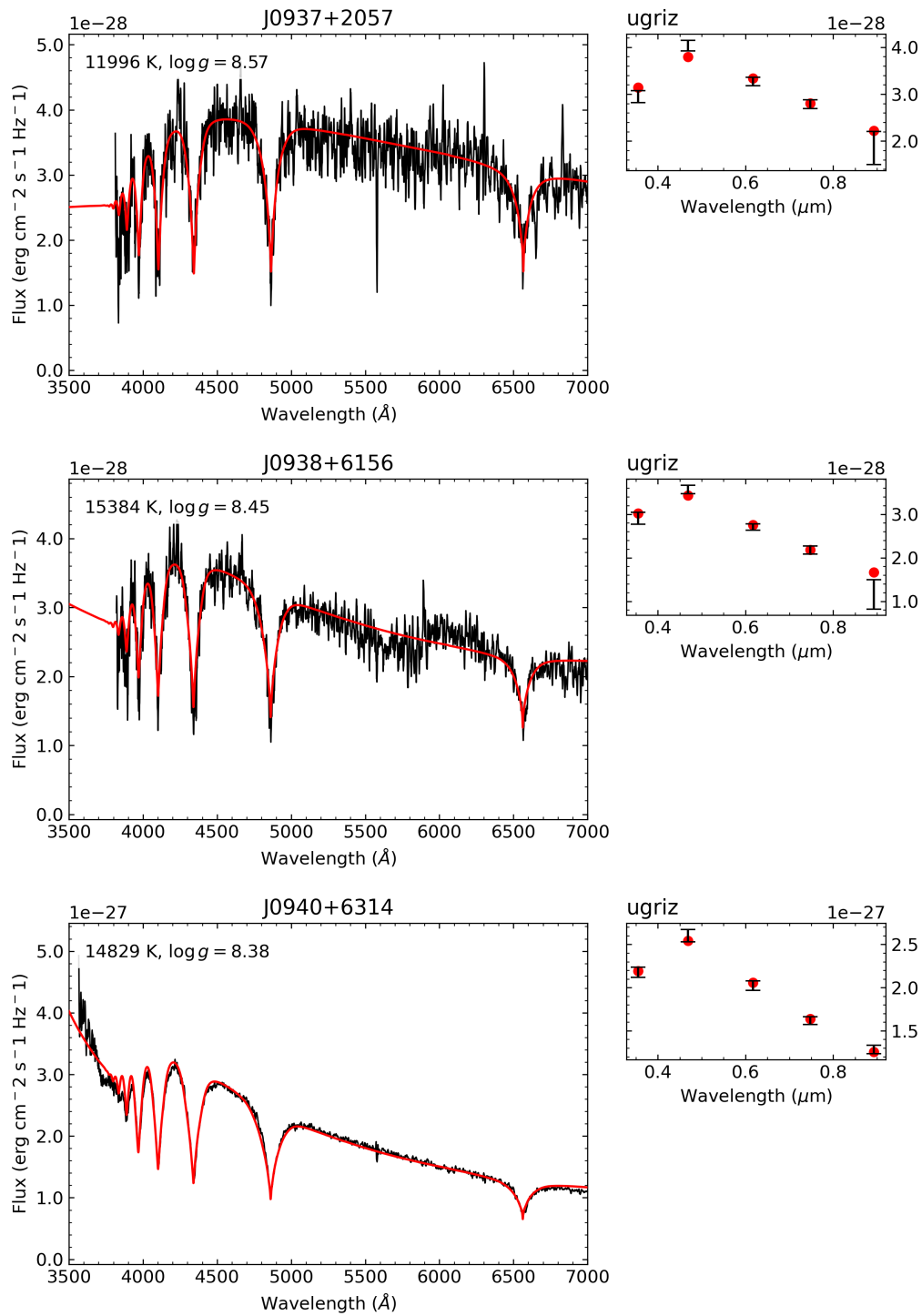


FIGURE A.1 (cont.)

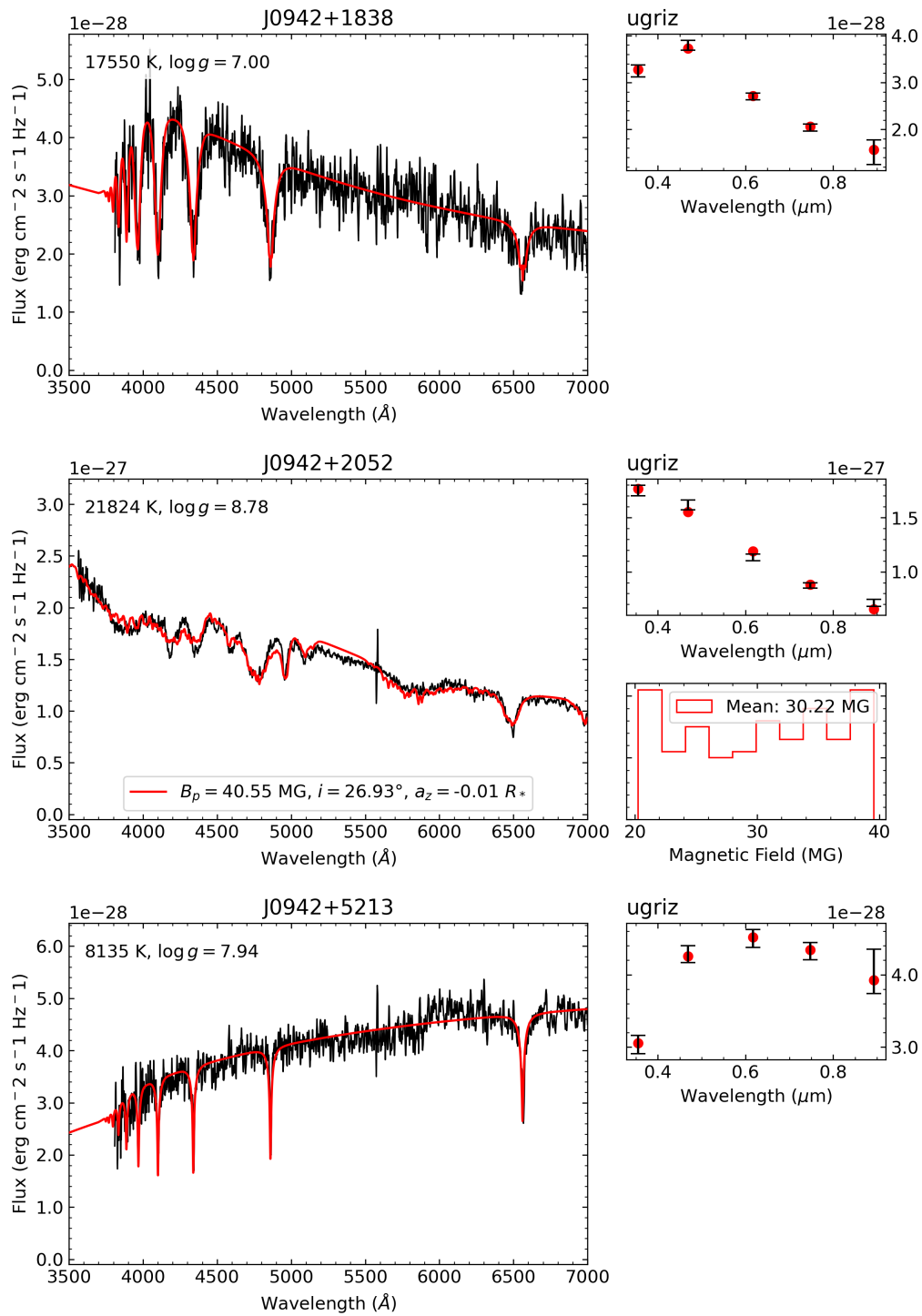


FIGURE A.1 (cont.)

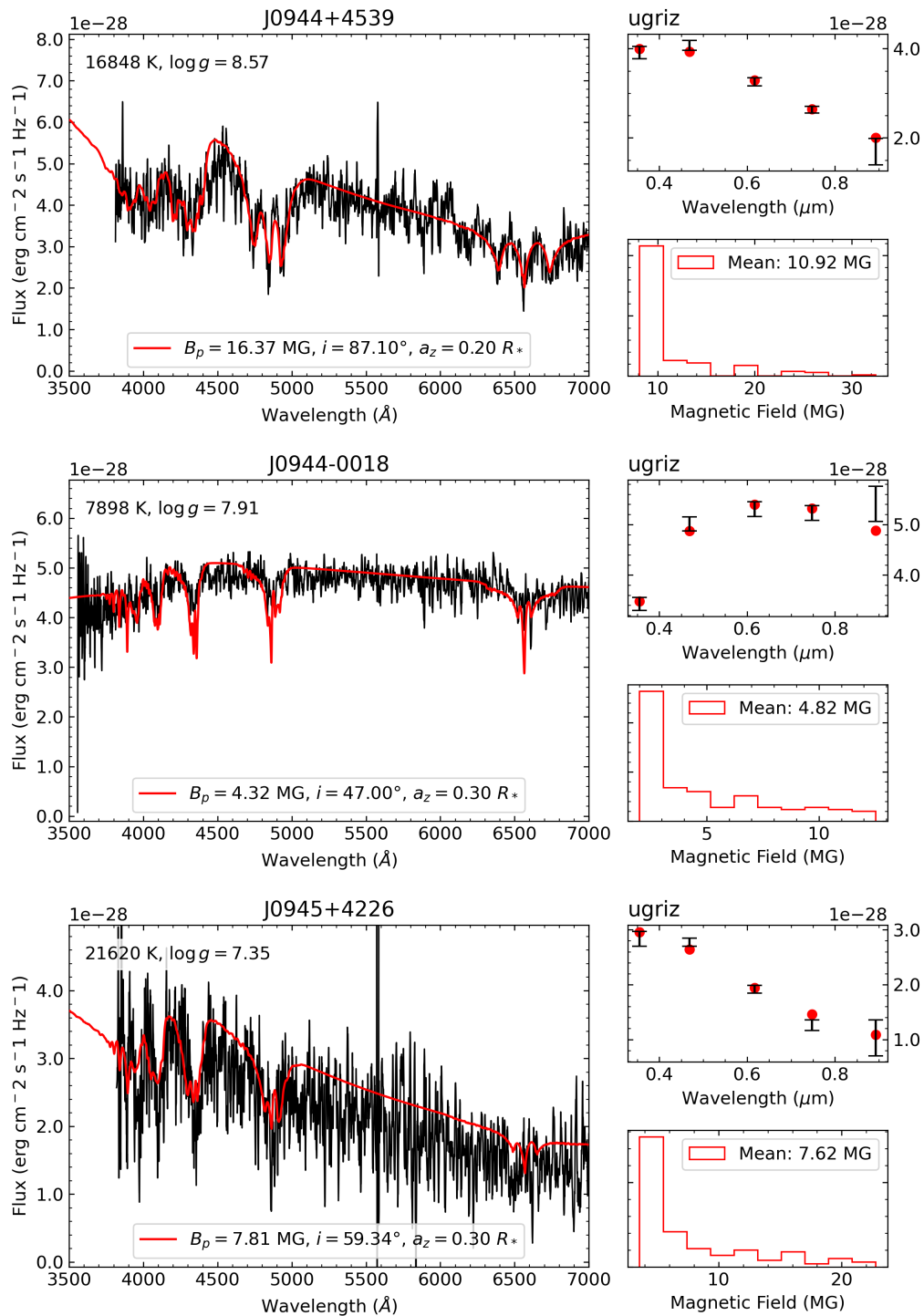


FIGURE A.1 (cont.)

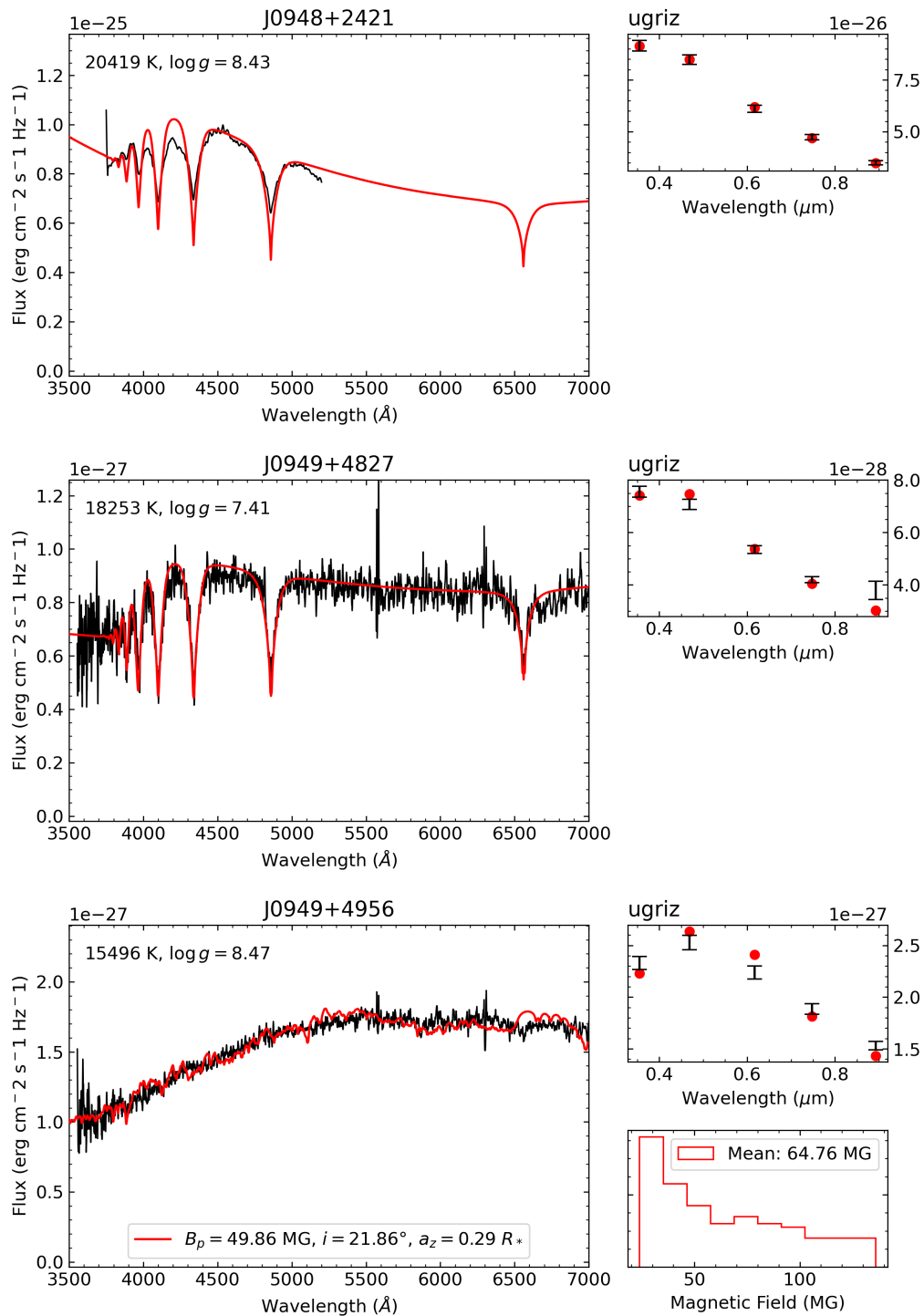


FIGURE A.1 (cont.)

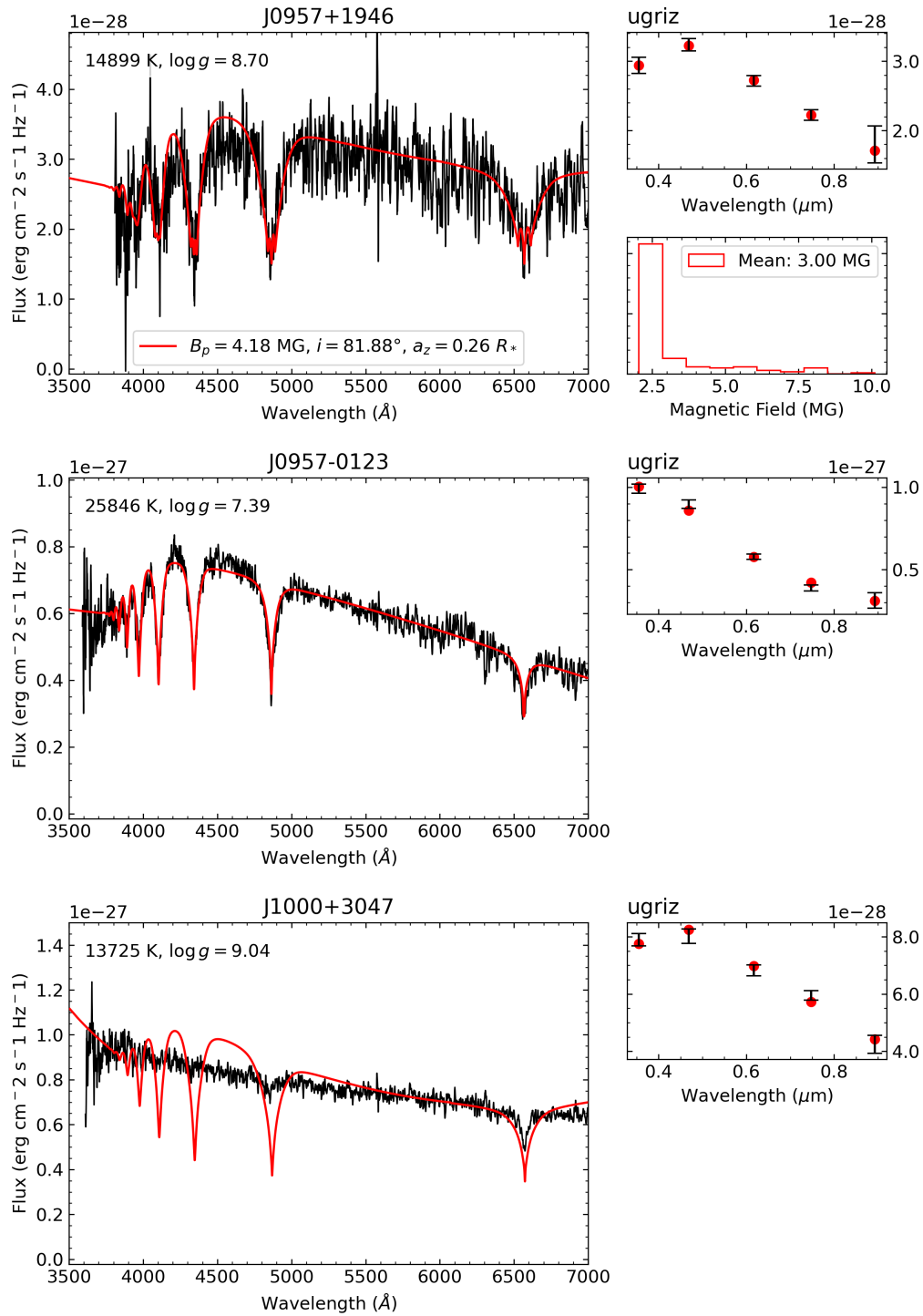


FIGURE A.1 (cont.)

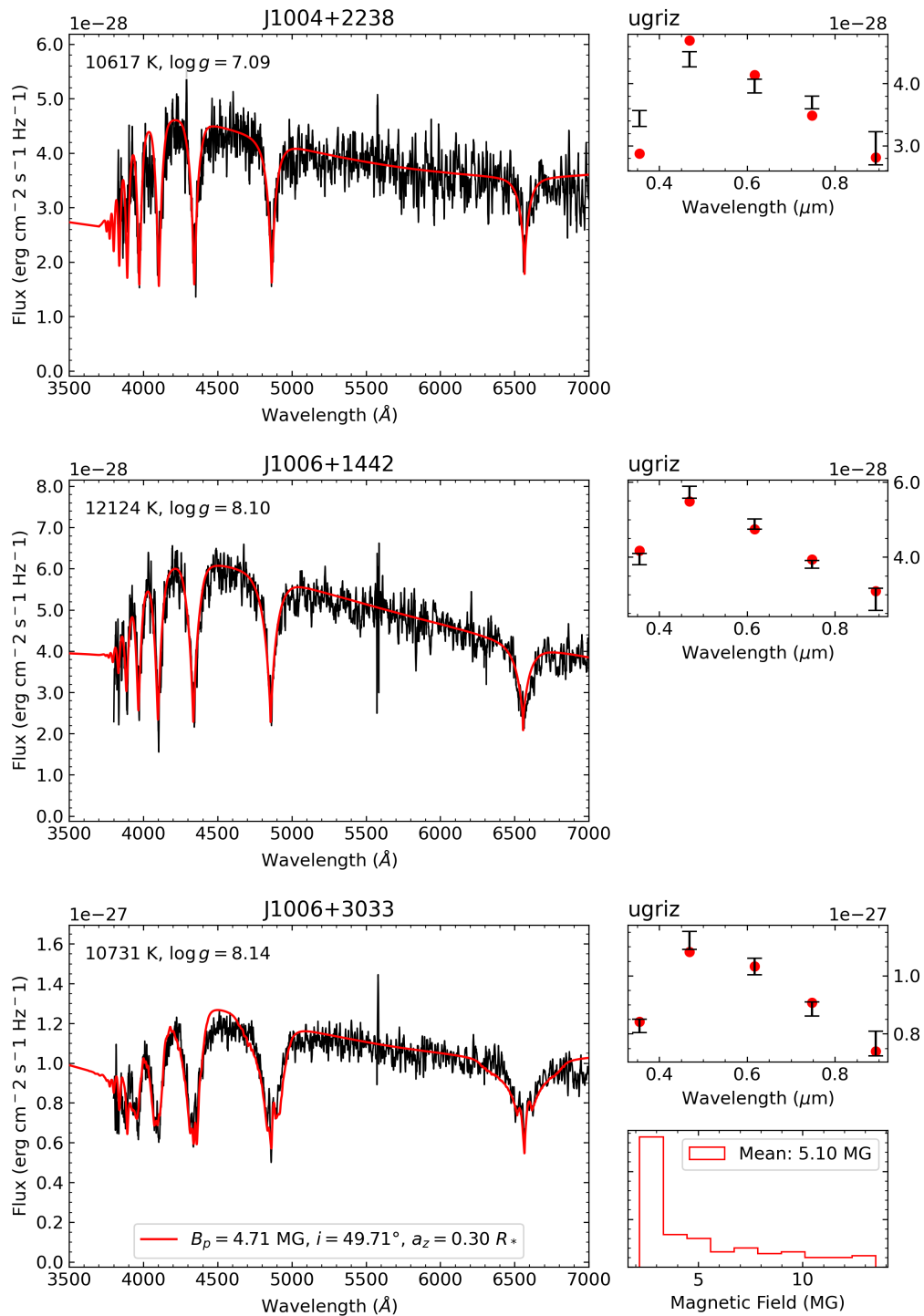


FIGURE A.1 (cont.)

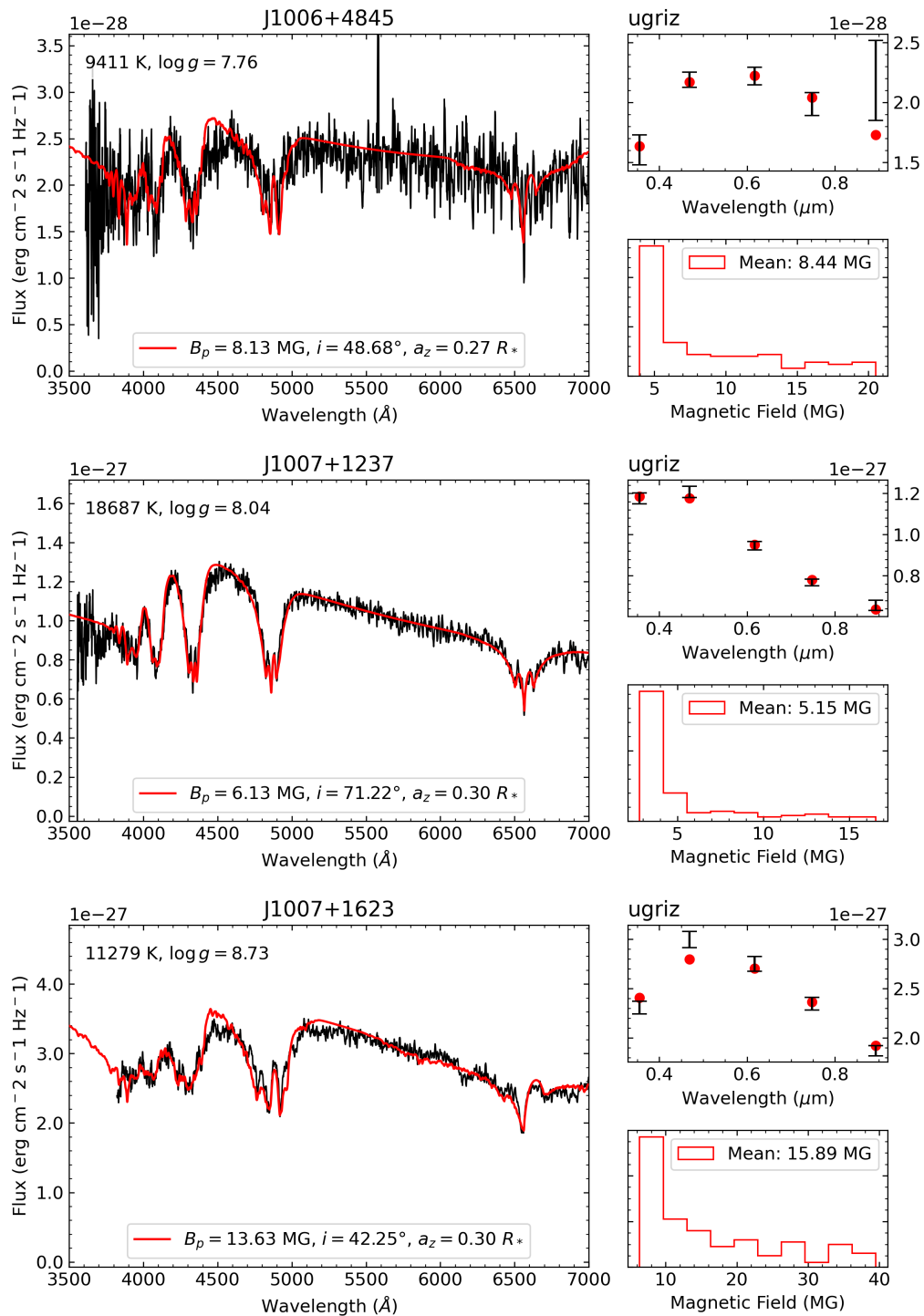


FIGURE A.1 (cont.)

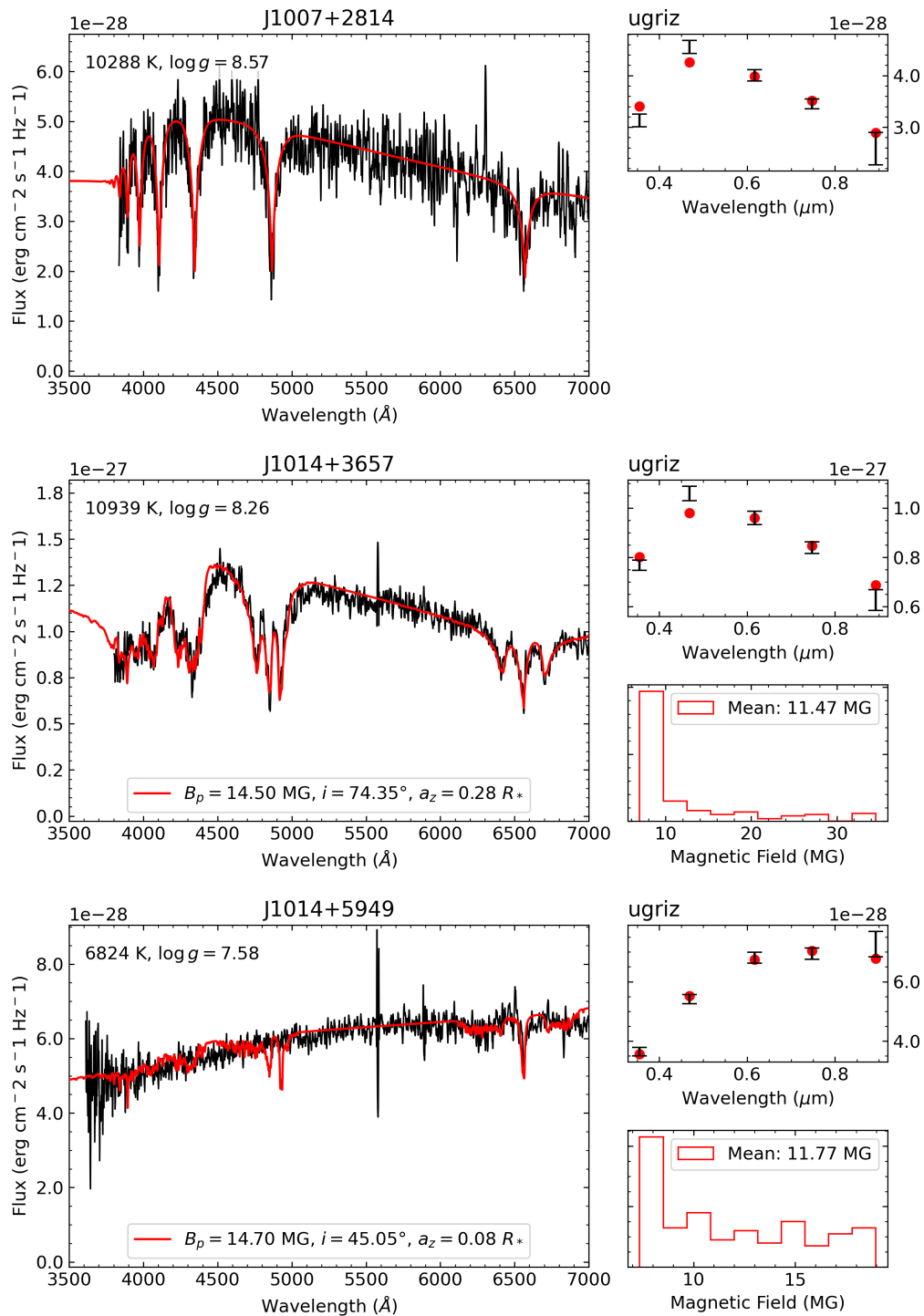


FIGURE A.1 (cont.)



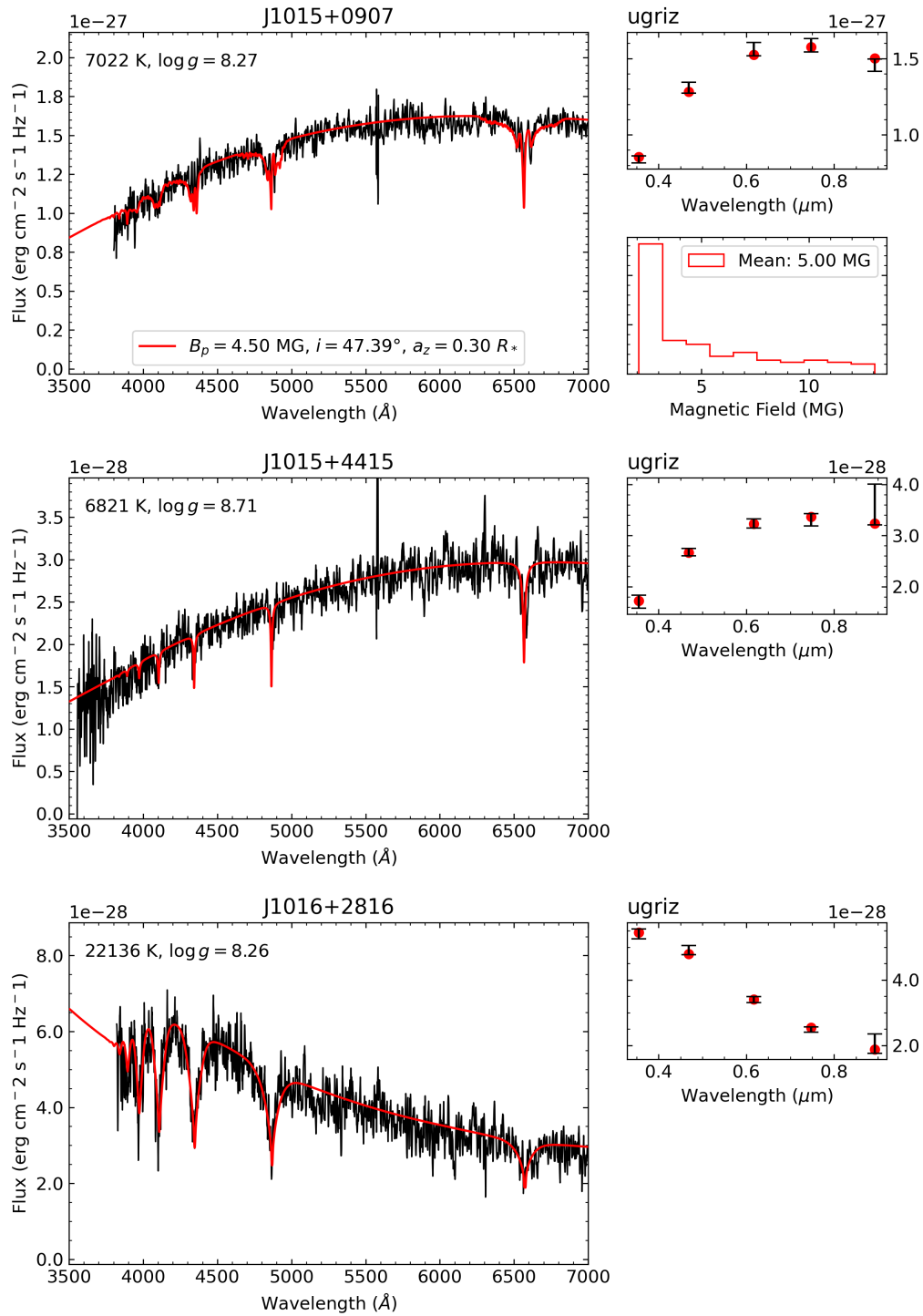


FIGURE A.1 (cont.)

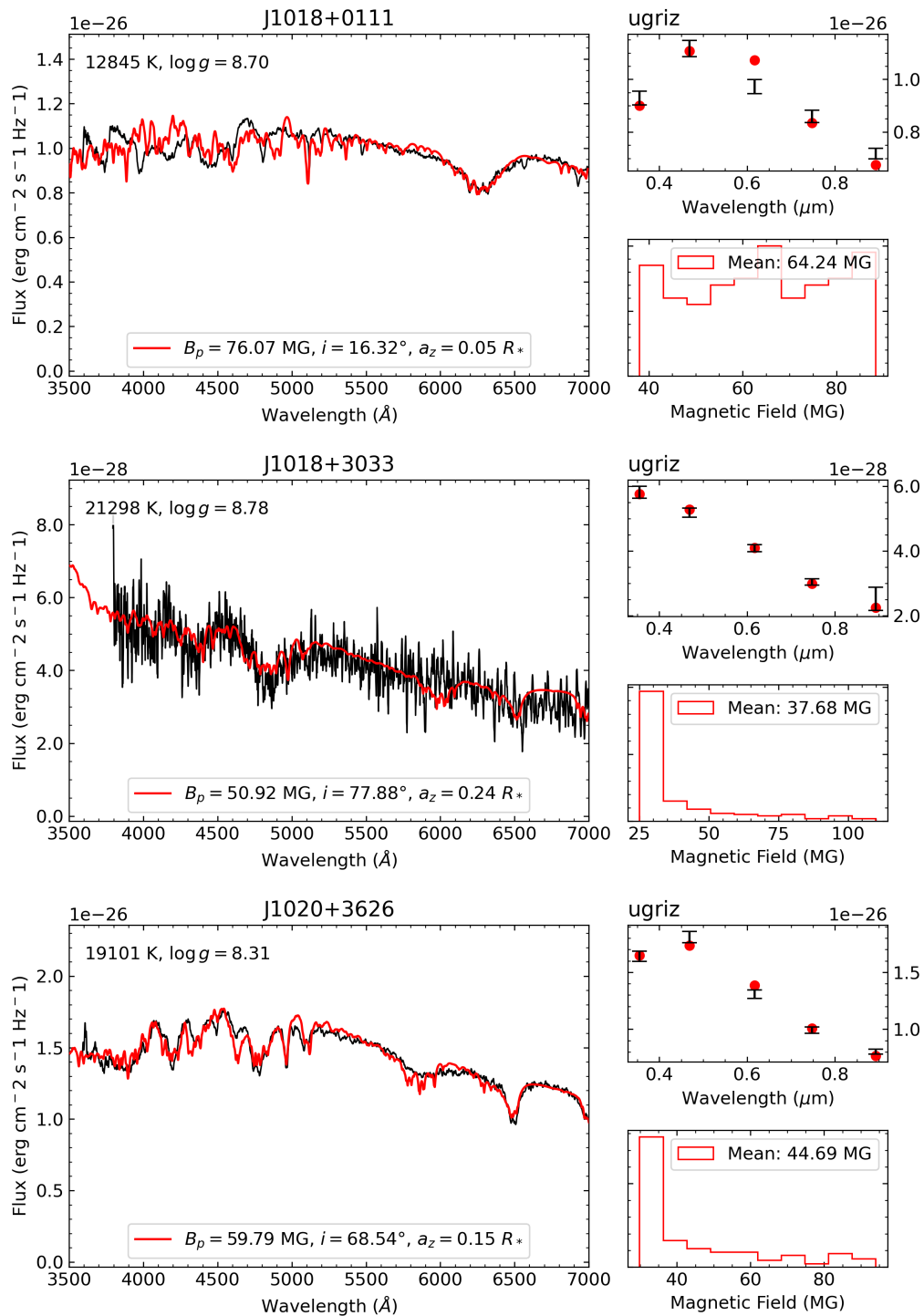


FIGURE A.1 (cont.)

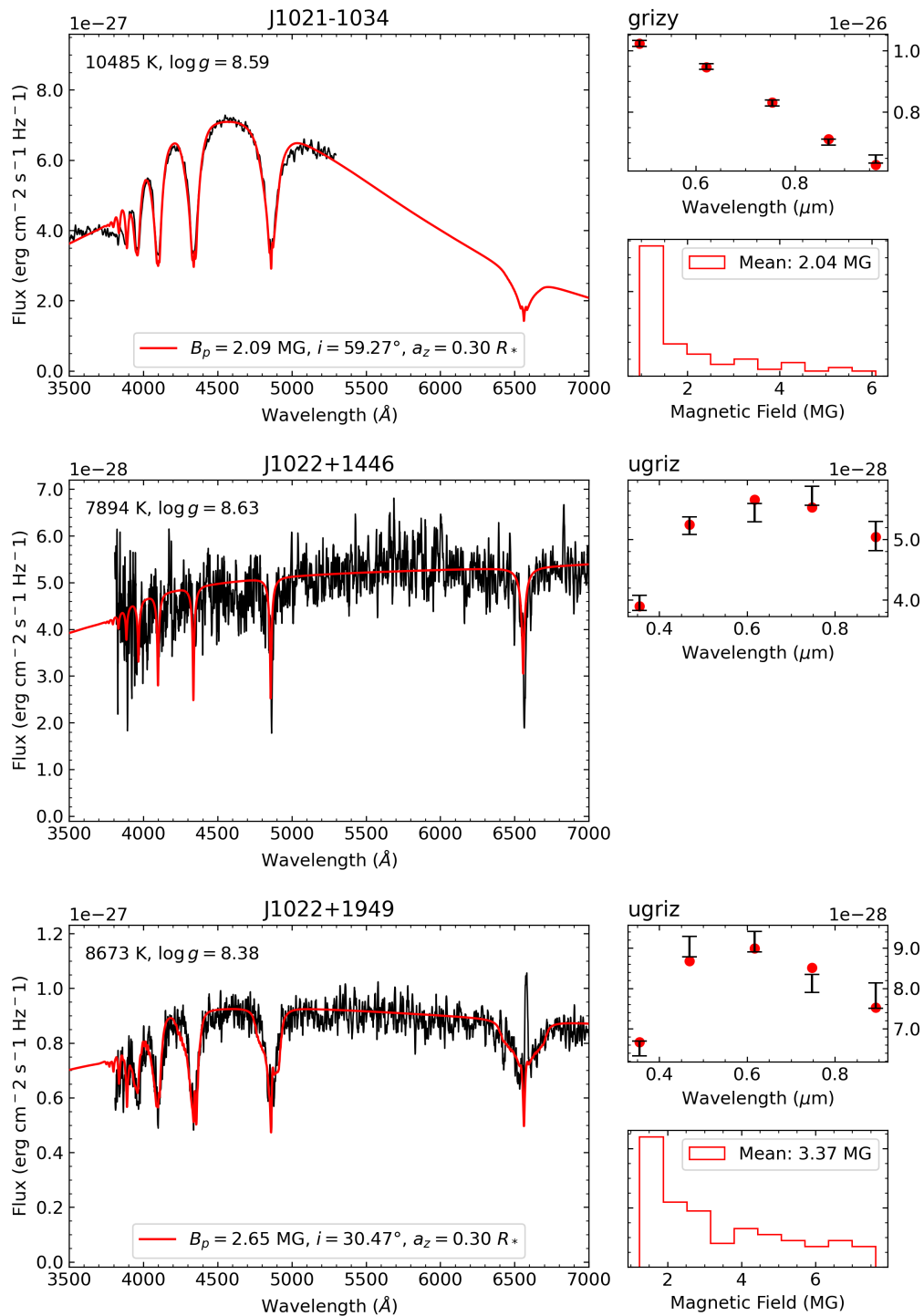


FIGURE A.1 (cont.)

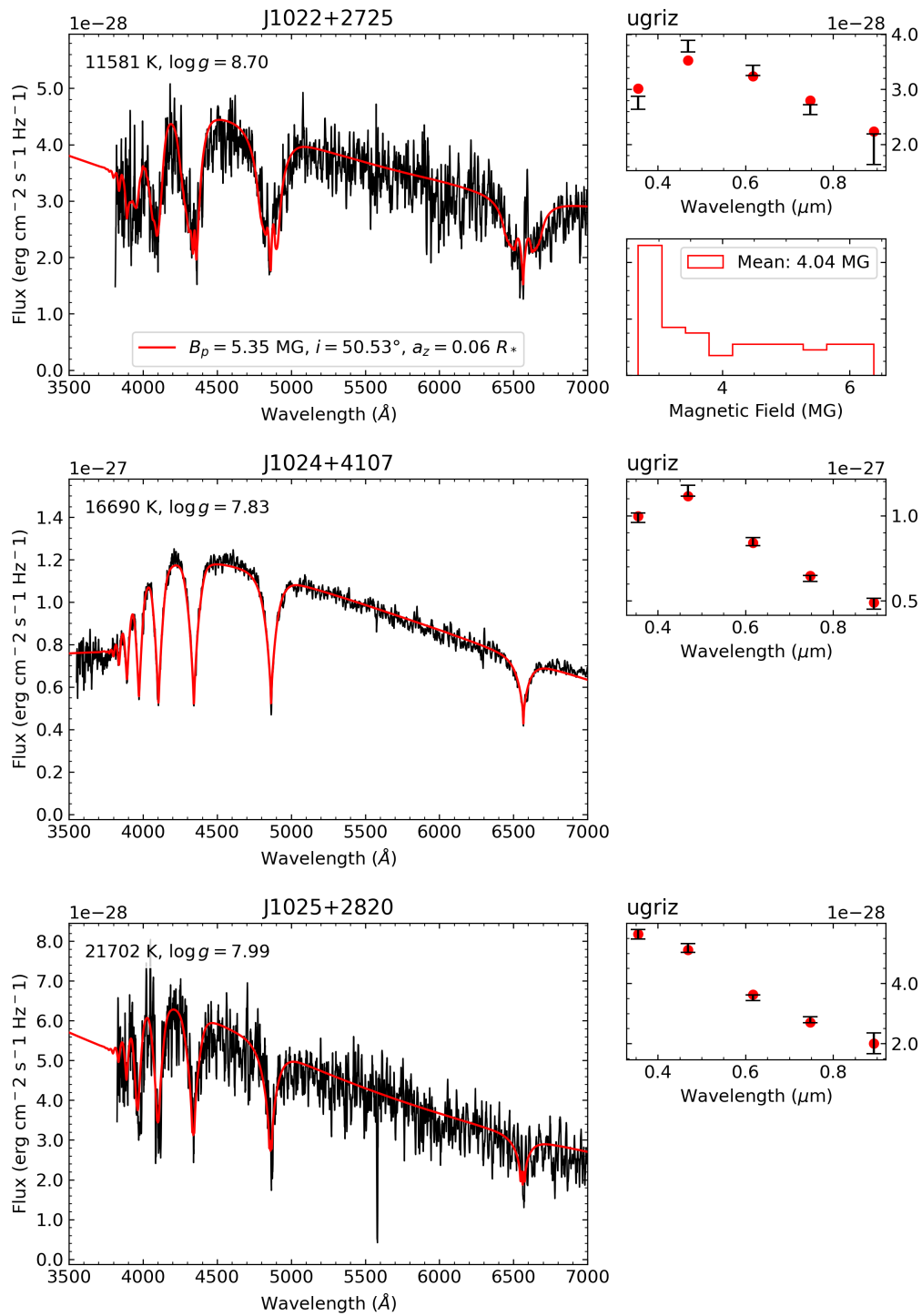


FIGURE A.1 (cont.)

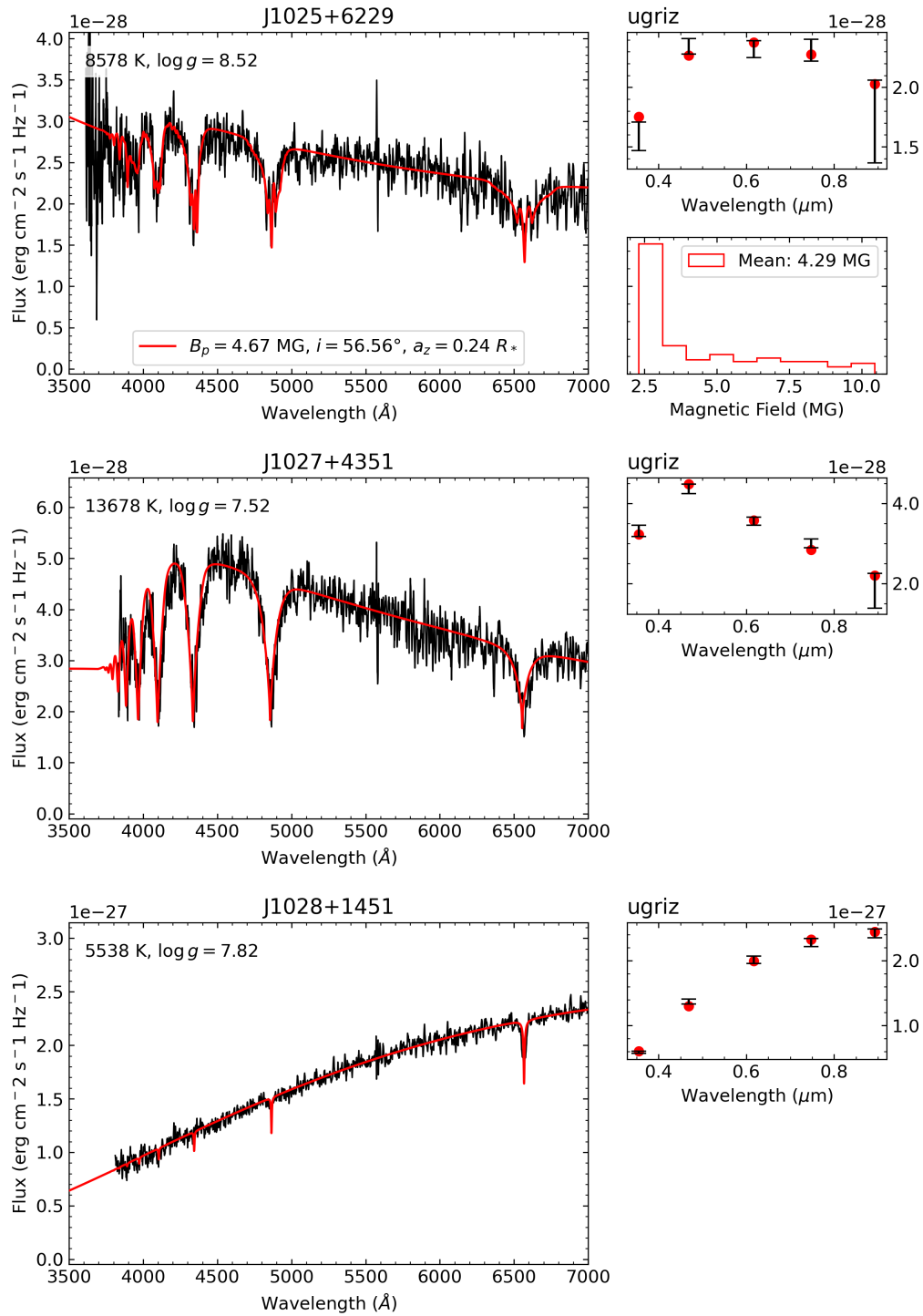


FIGURE A.1 (cont.)

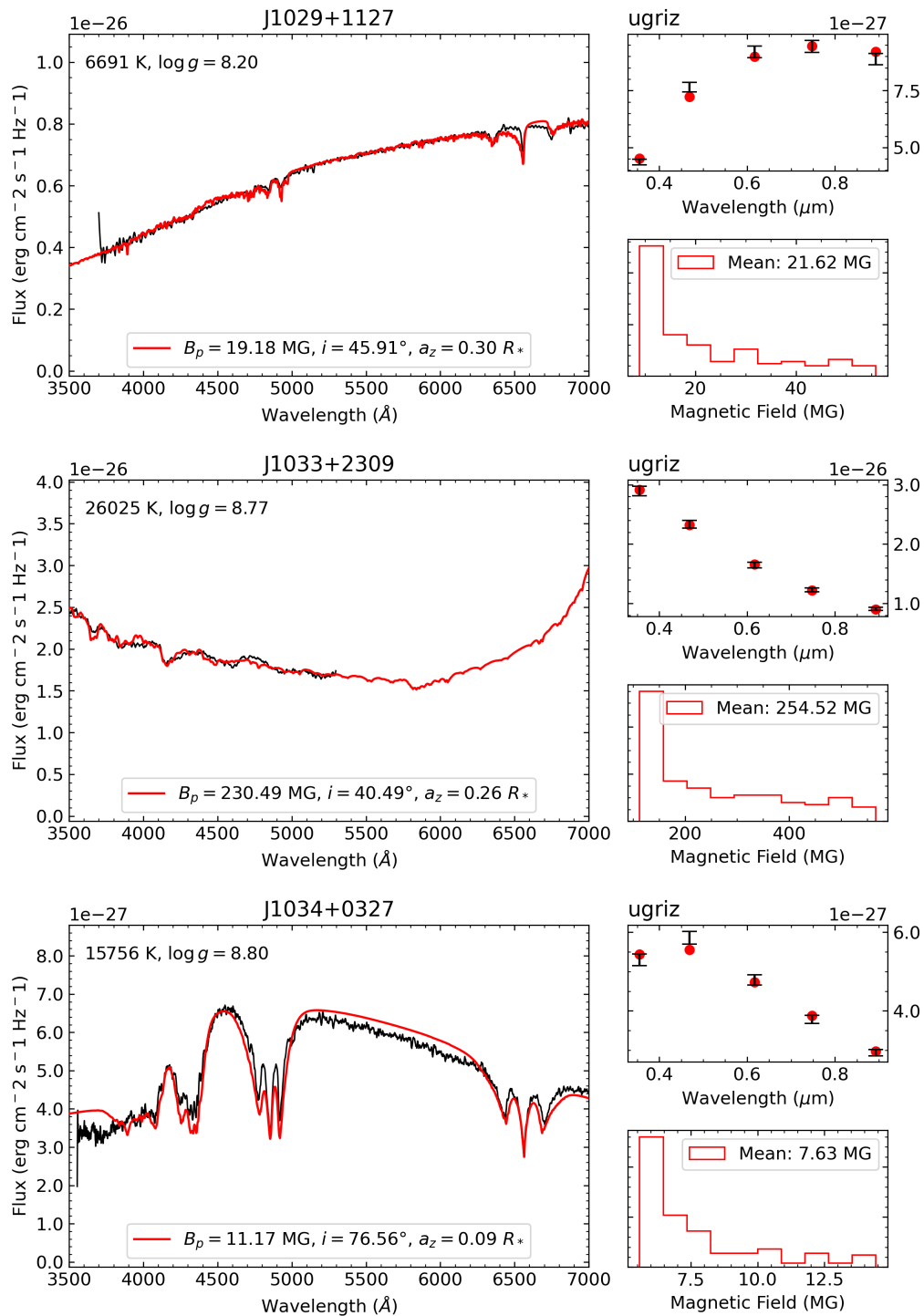


FIGURE A.1 (cont.)

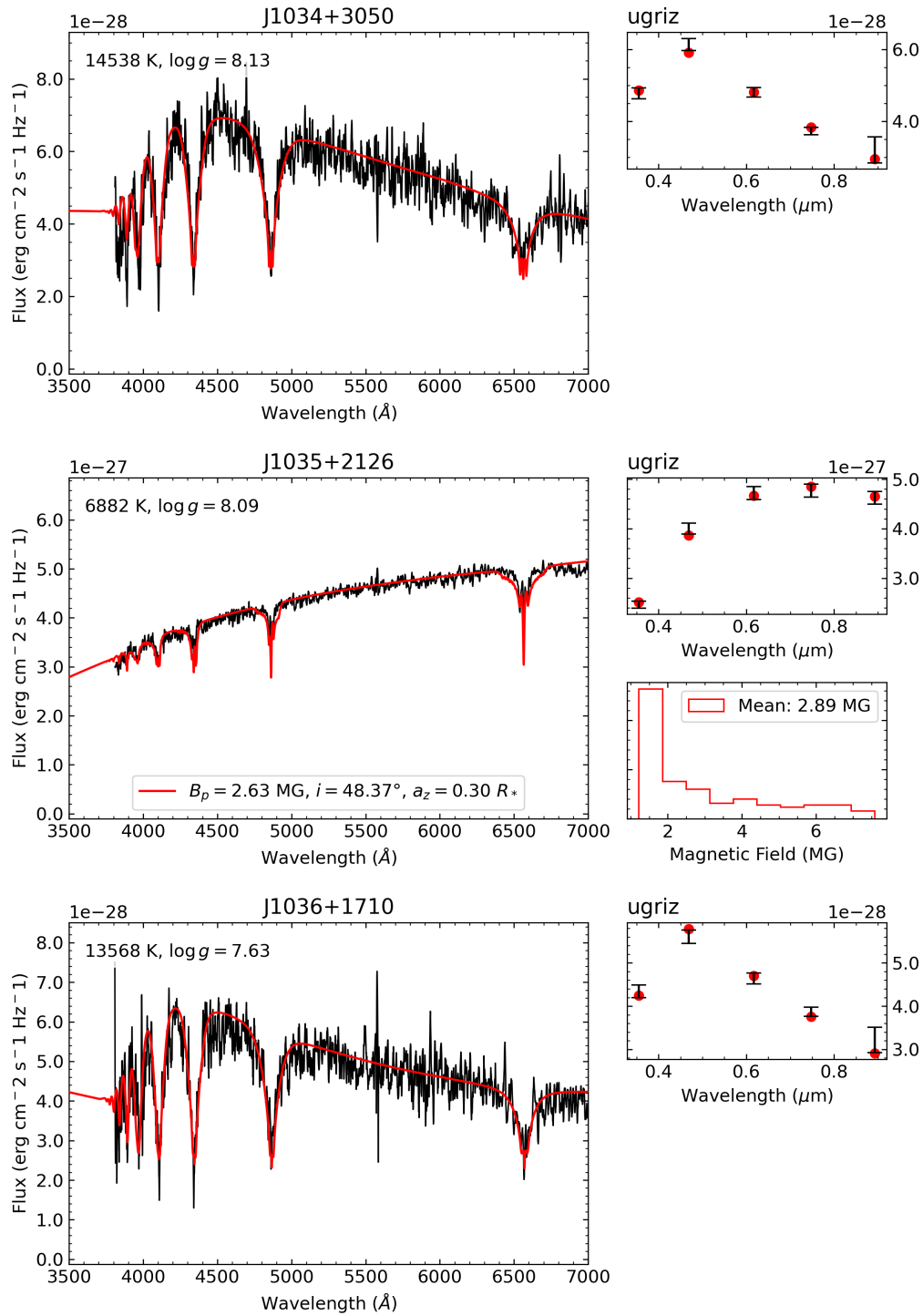


FIGURE A.1 (cont.)

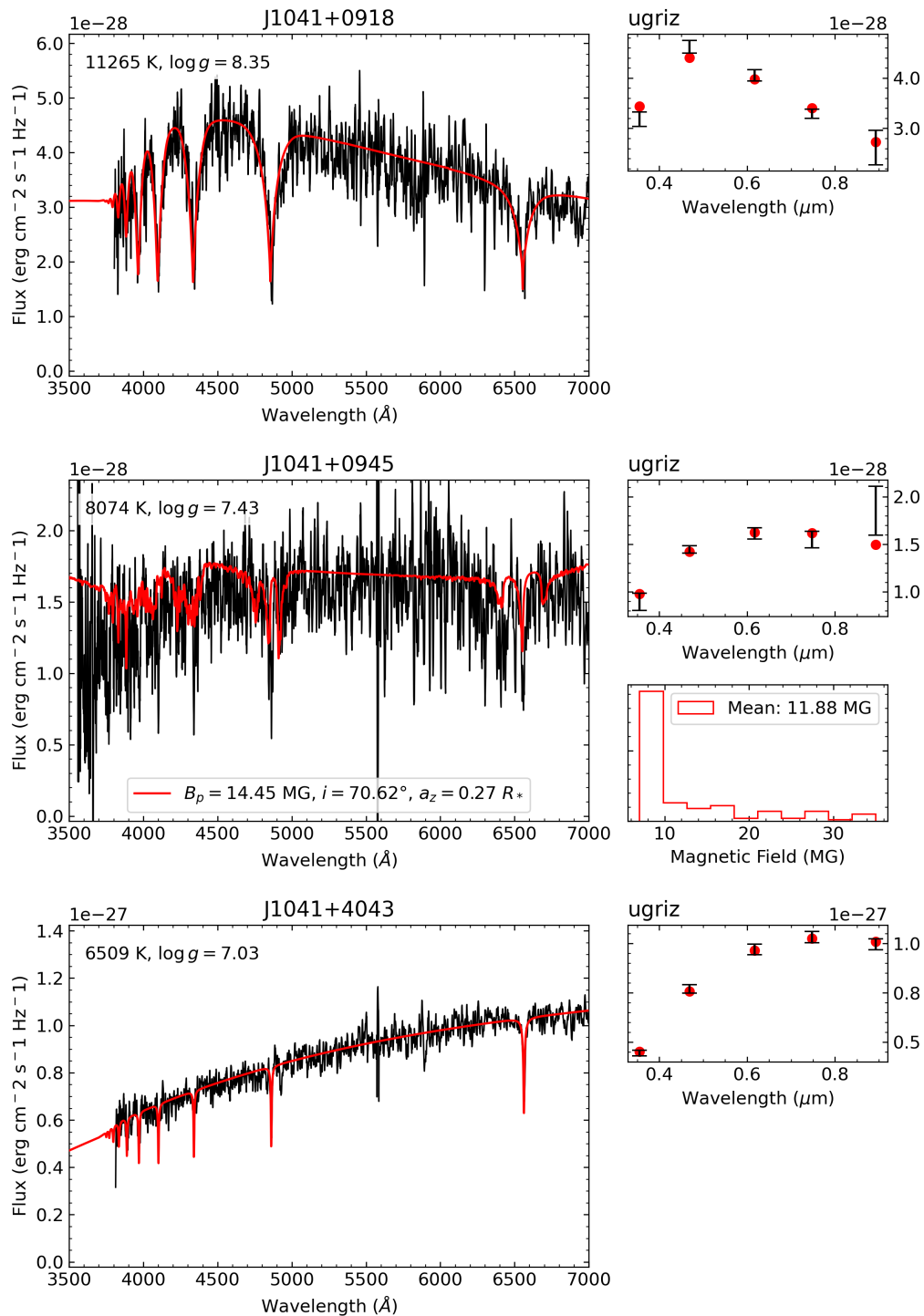


FIGURE A.1 (cont.)



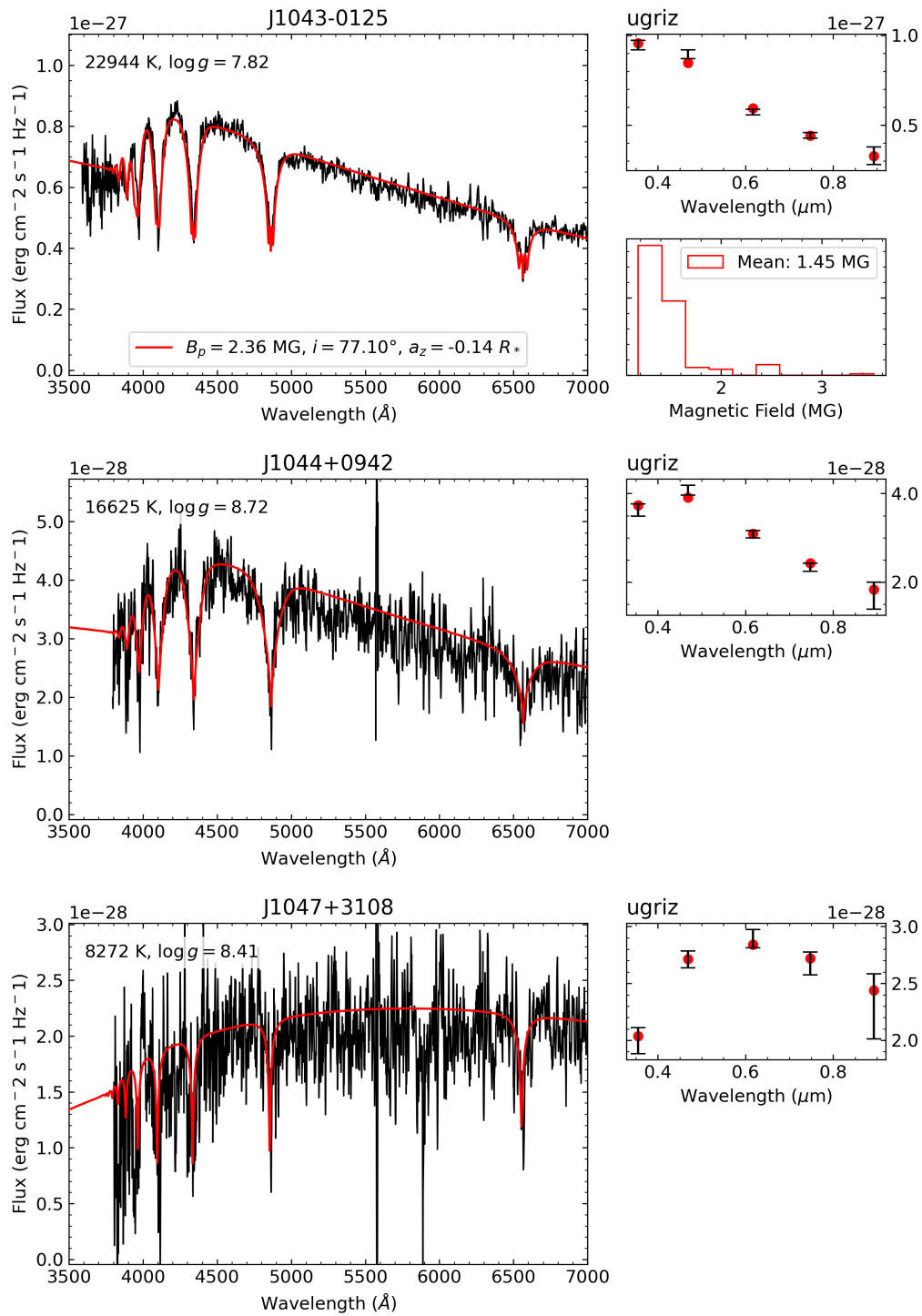


FIGURE A.1 (cont.)

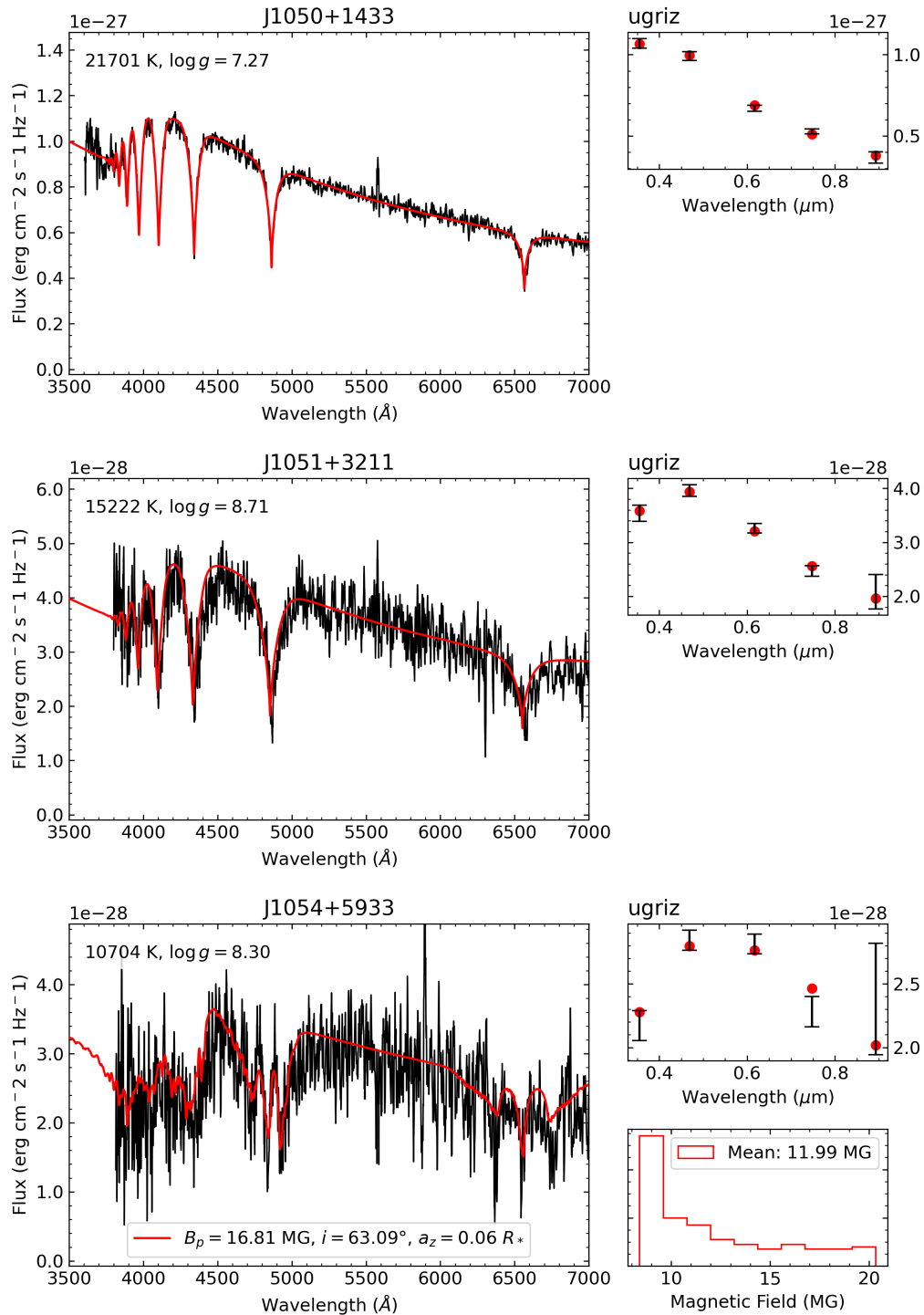


FIGURE A.1 (cont.)

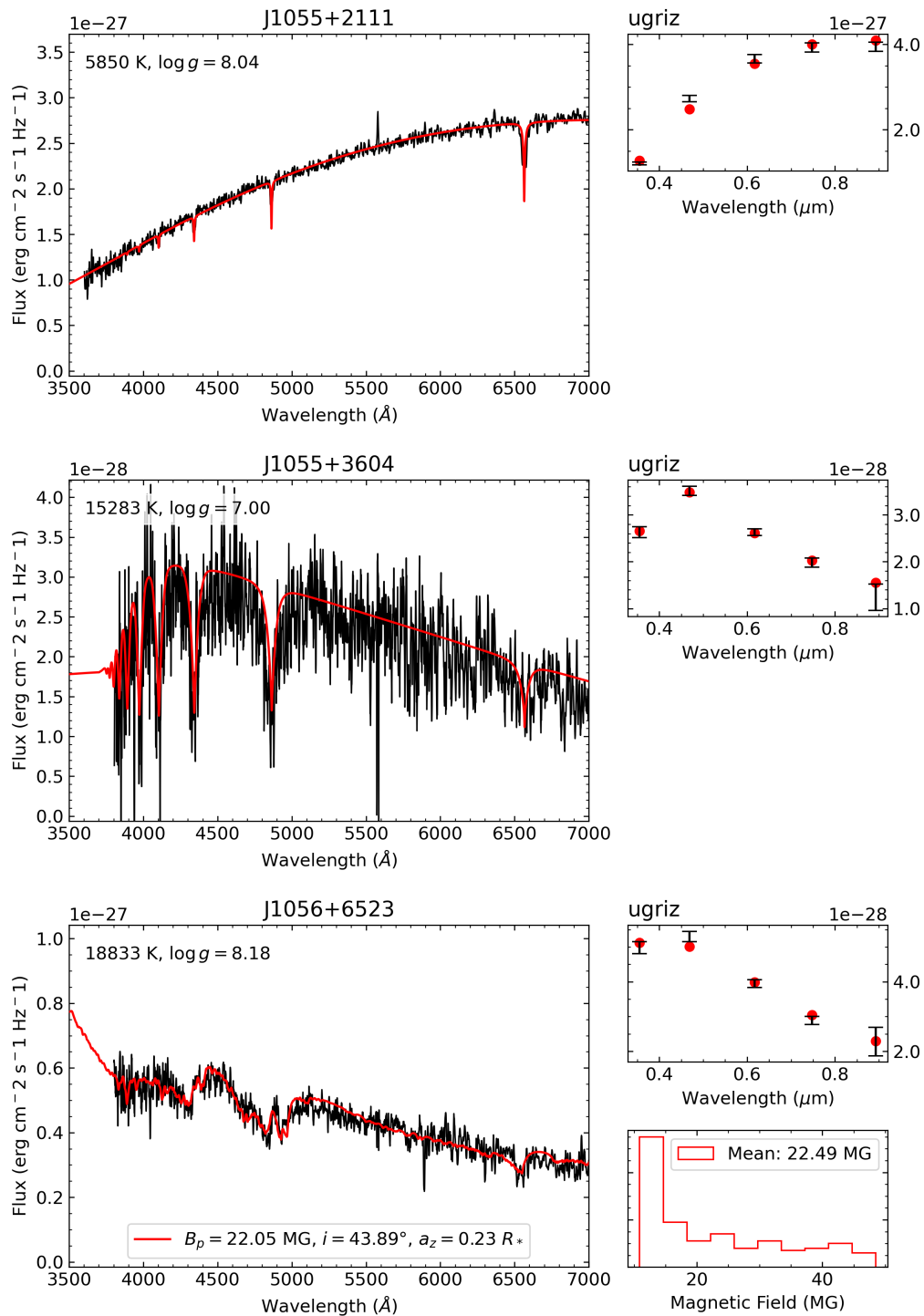


FIGURE A.1 (cont.)

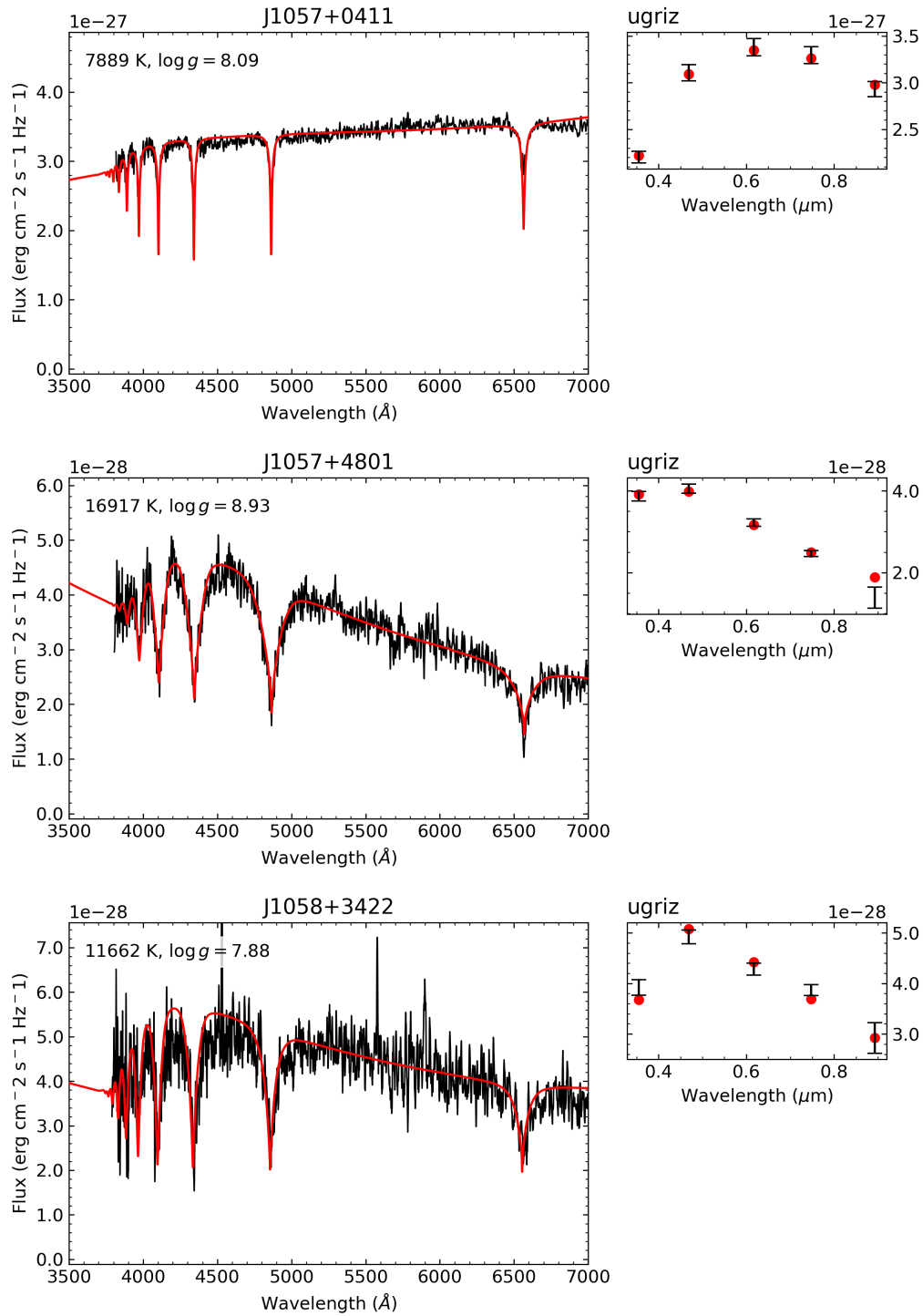


FIGURE A.1 (cont.)

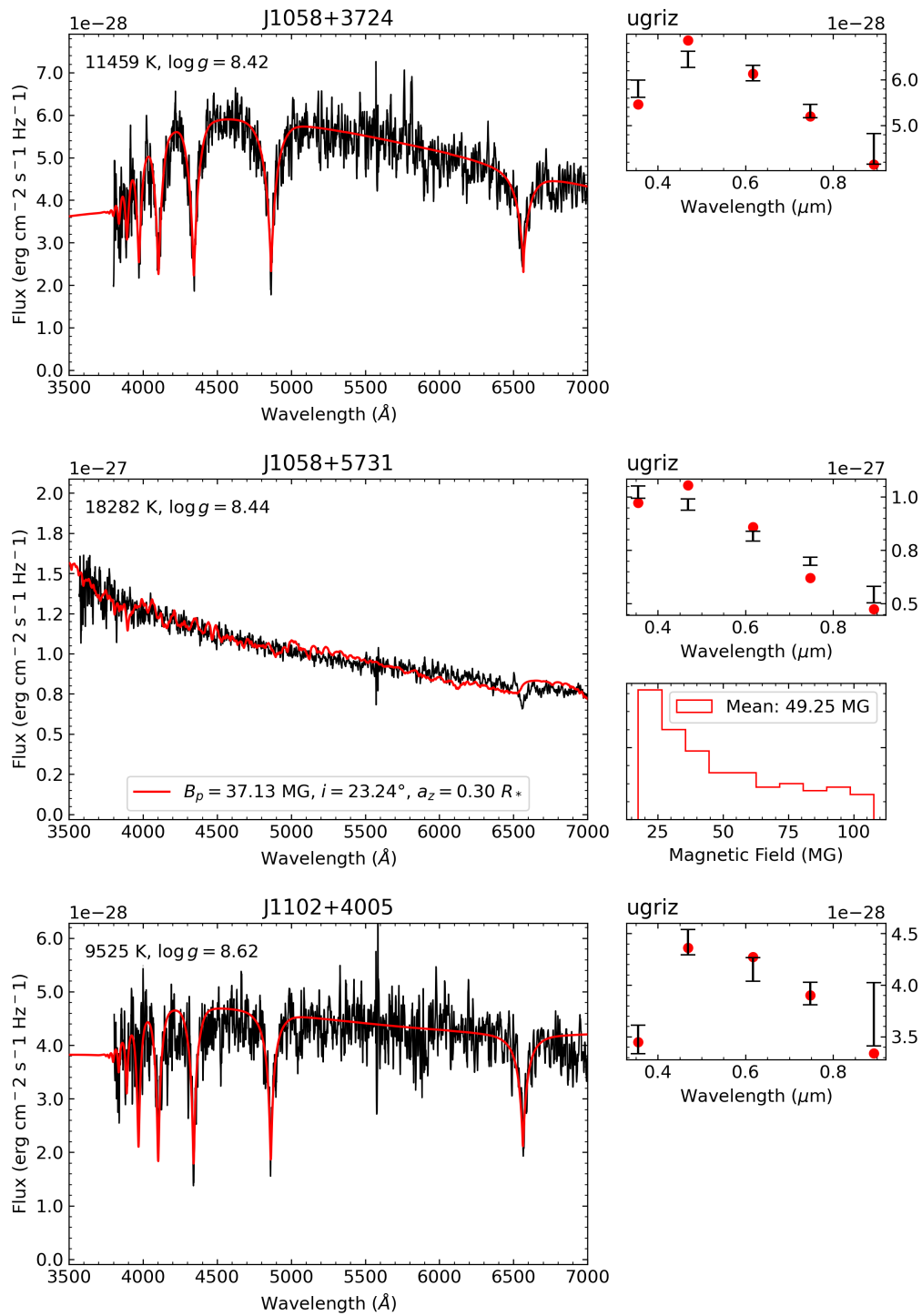


FIGURE A.1 (cont.)

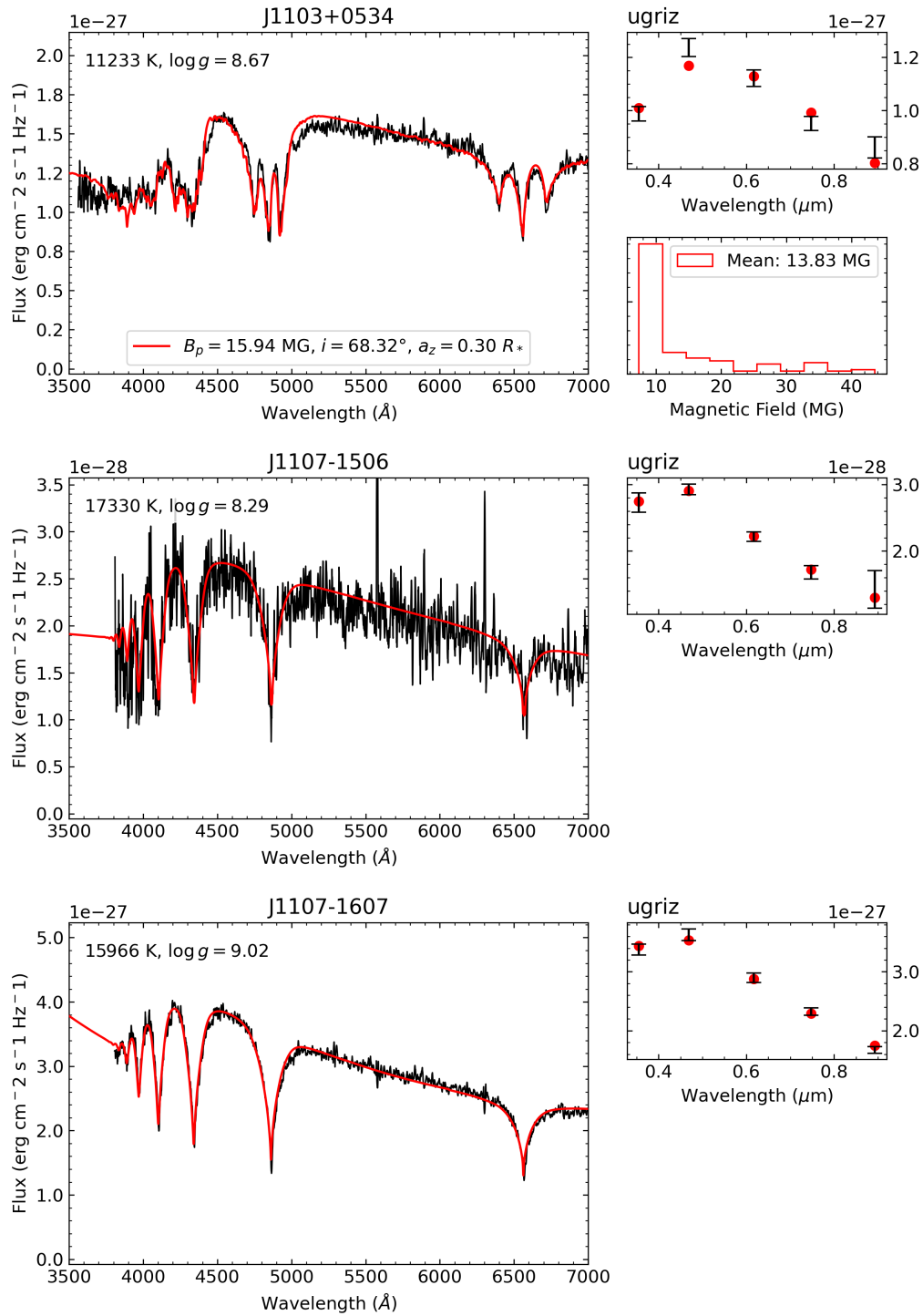


FIGURE A.1 (cont.)

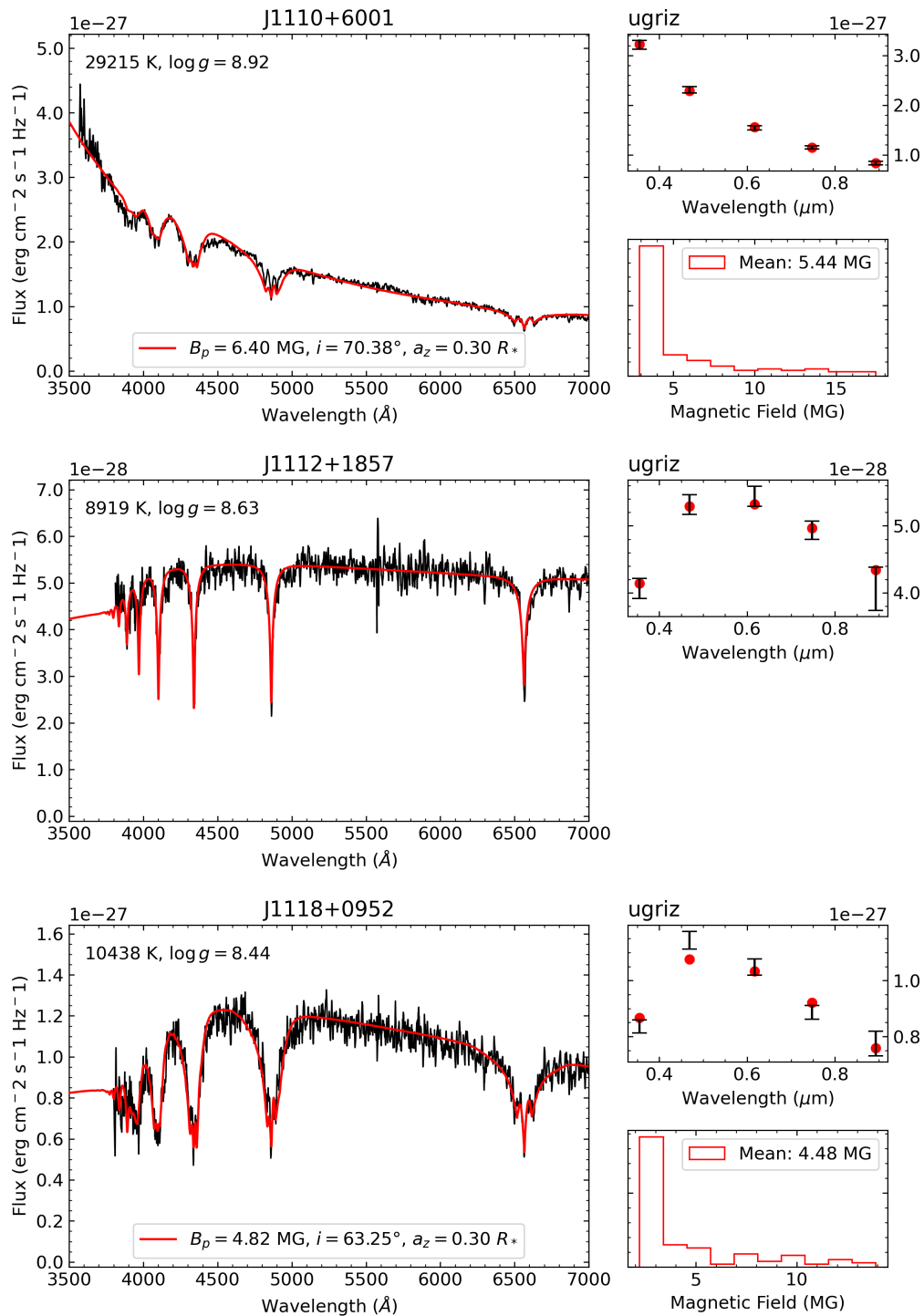


FIGURE A.1 (cont.)

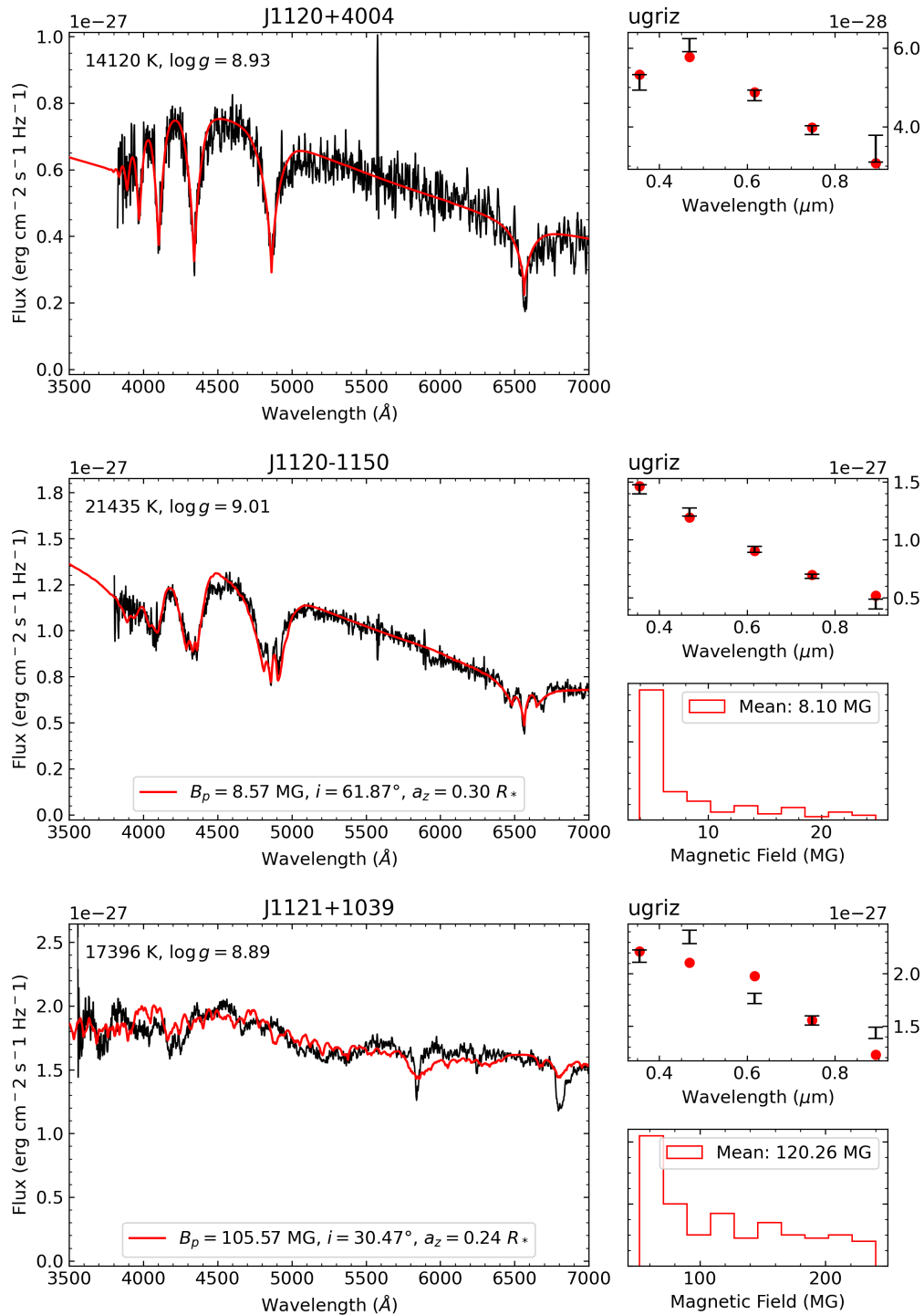


FIGURE A.1 (cont.)



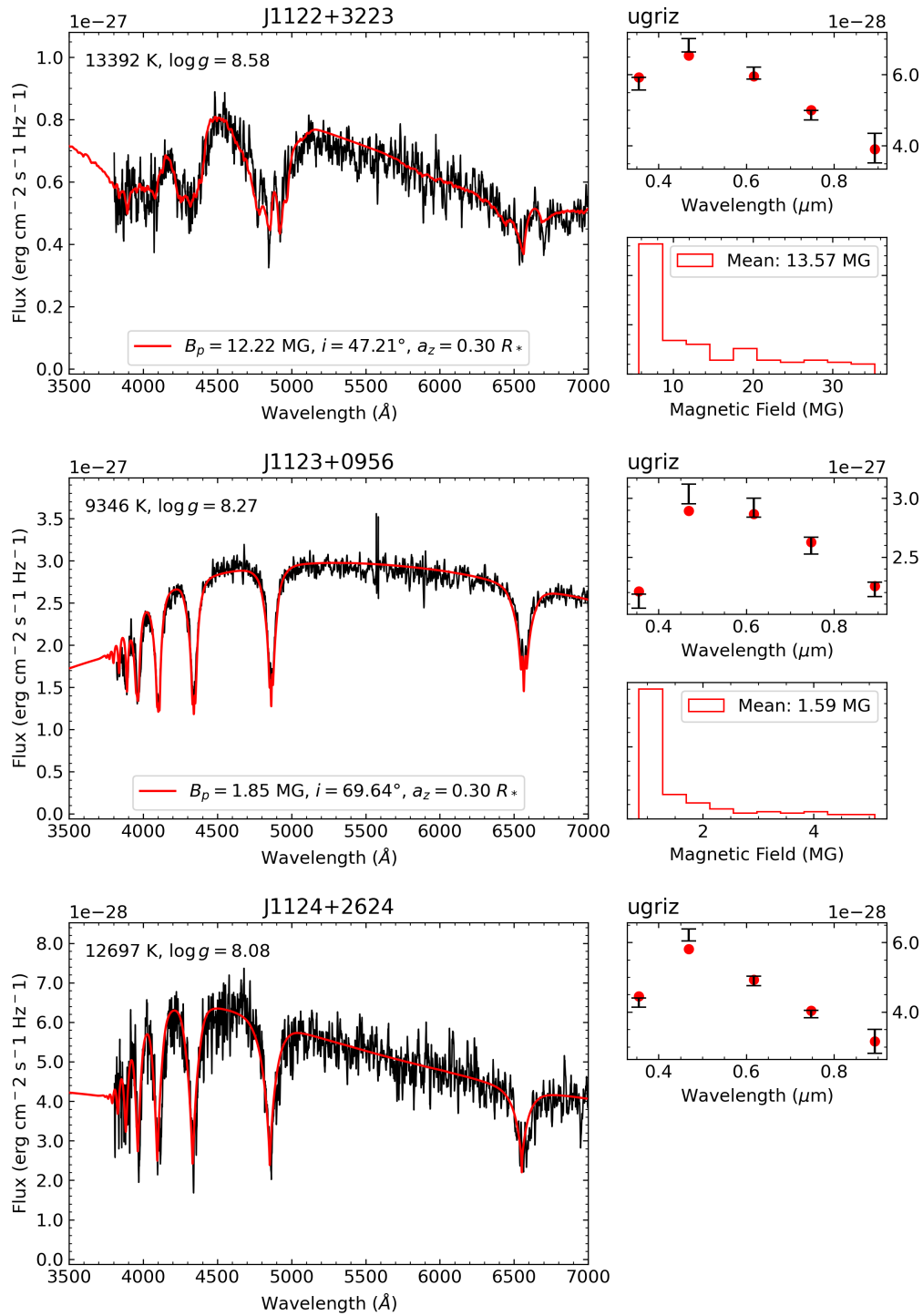


FIGURE A.1 (cont.)

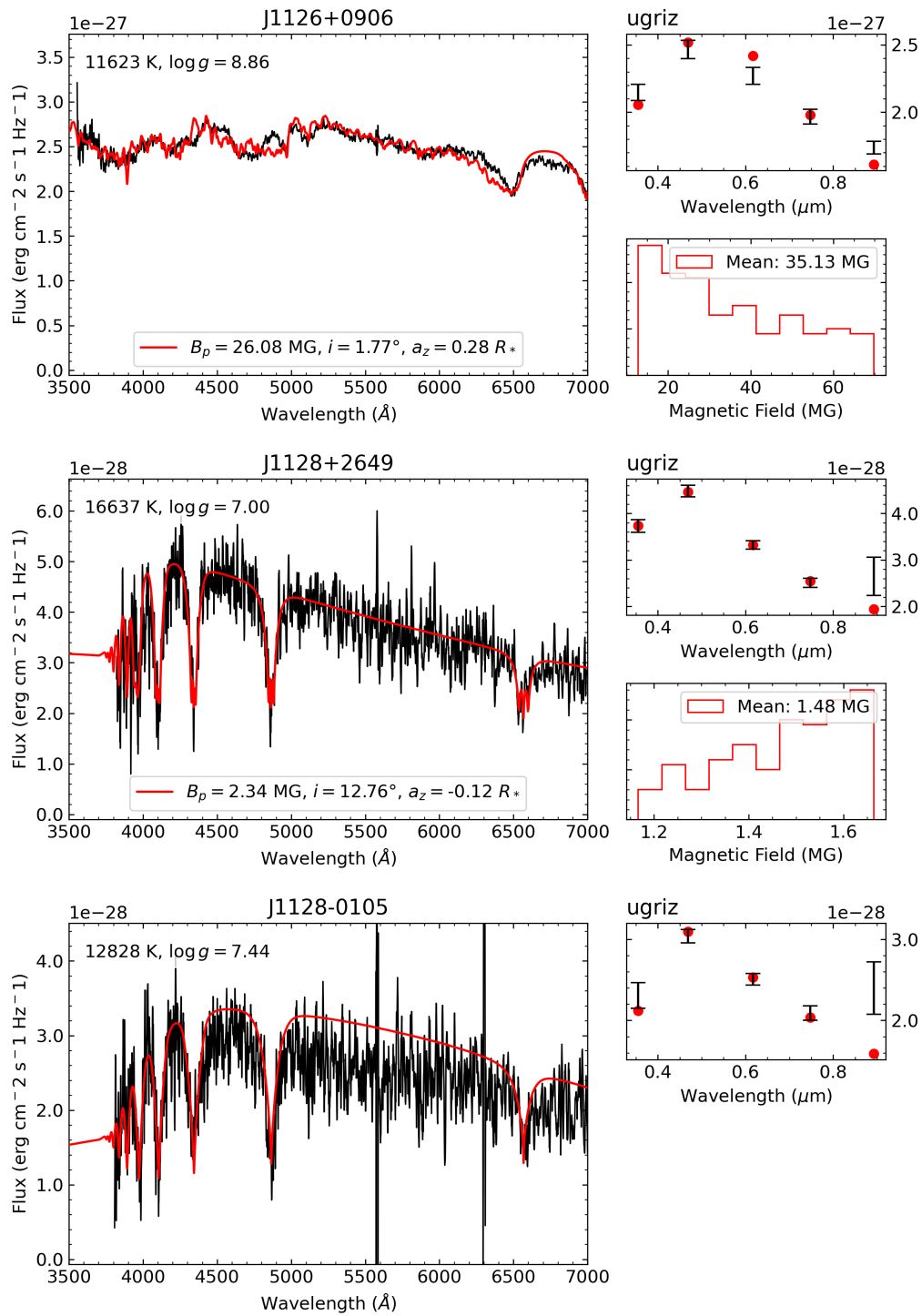


FIGURE A.1 (cont.)

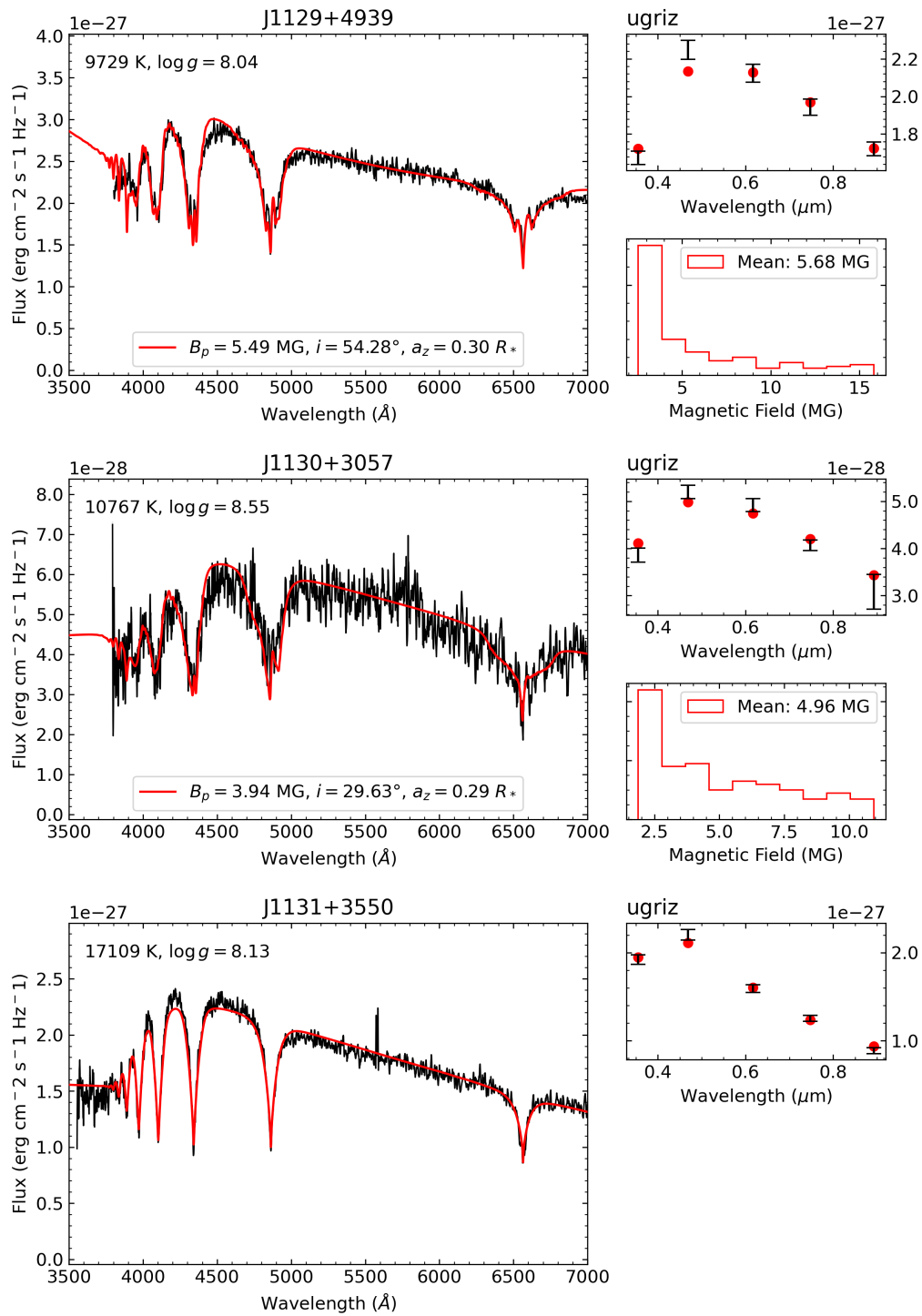


FIGURE A.1 (cont.)

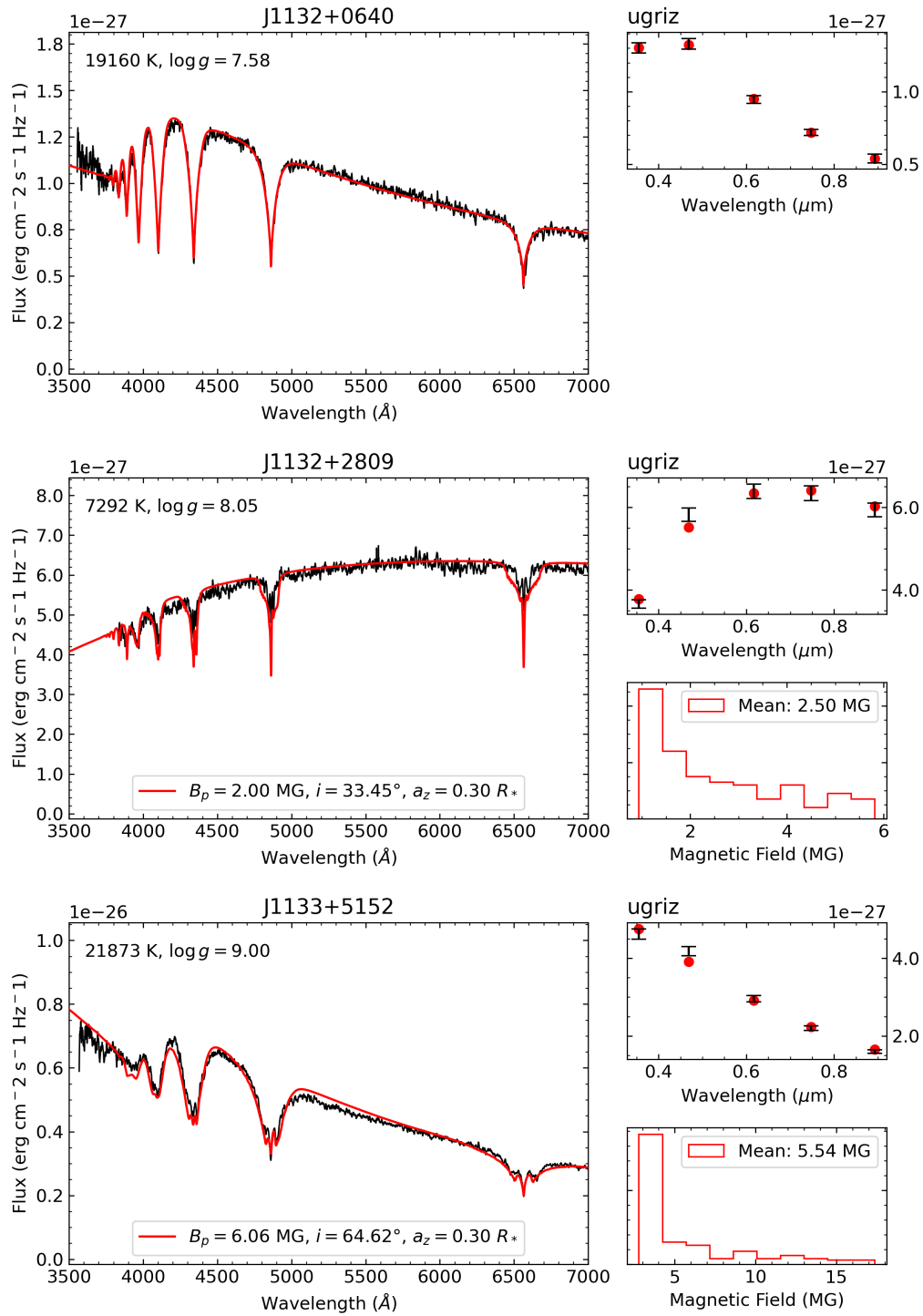


FIGURE A.1 (cont.)

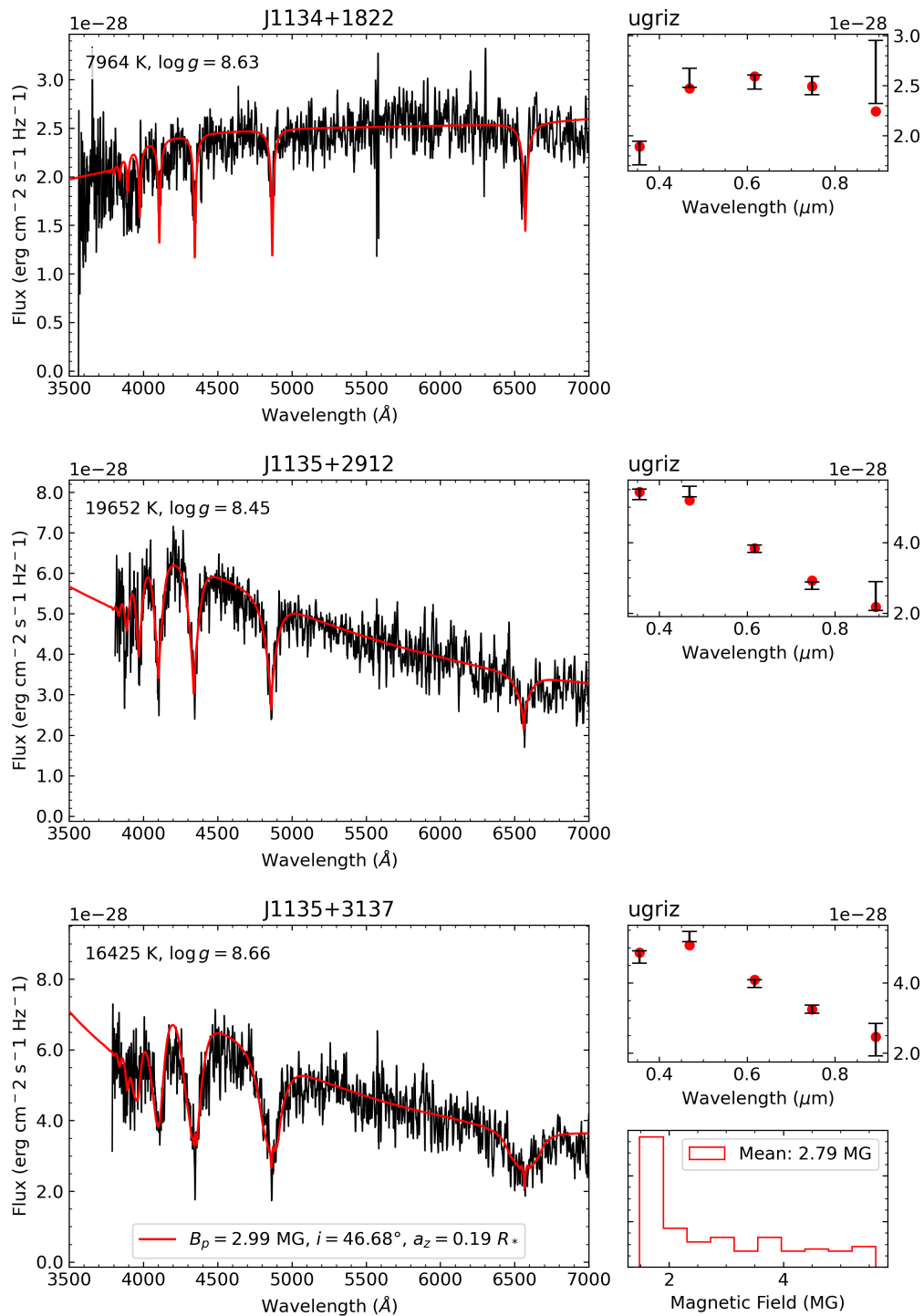


FIGURE A.1 (cont.)

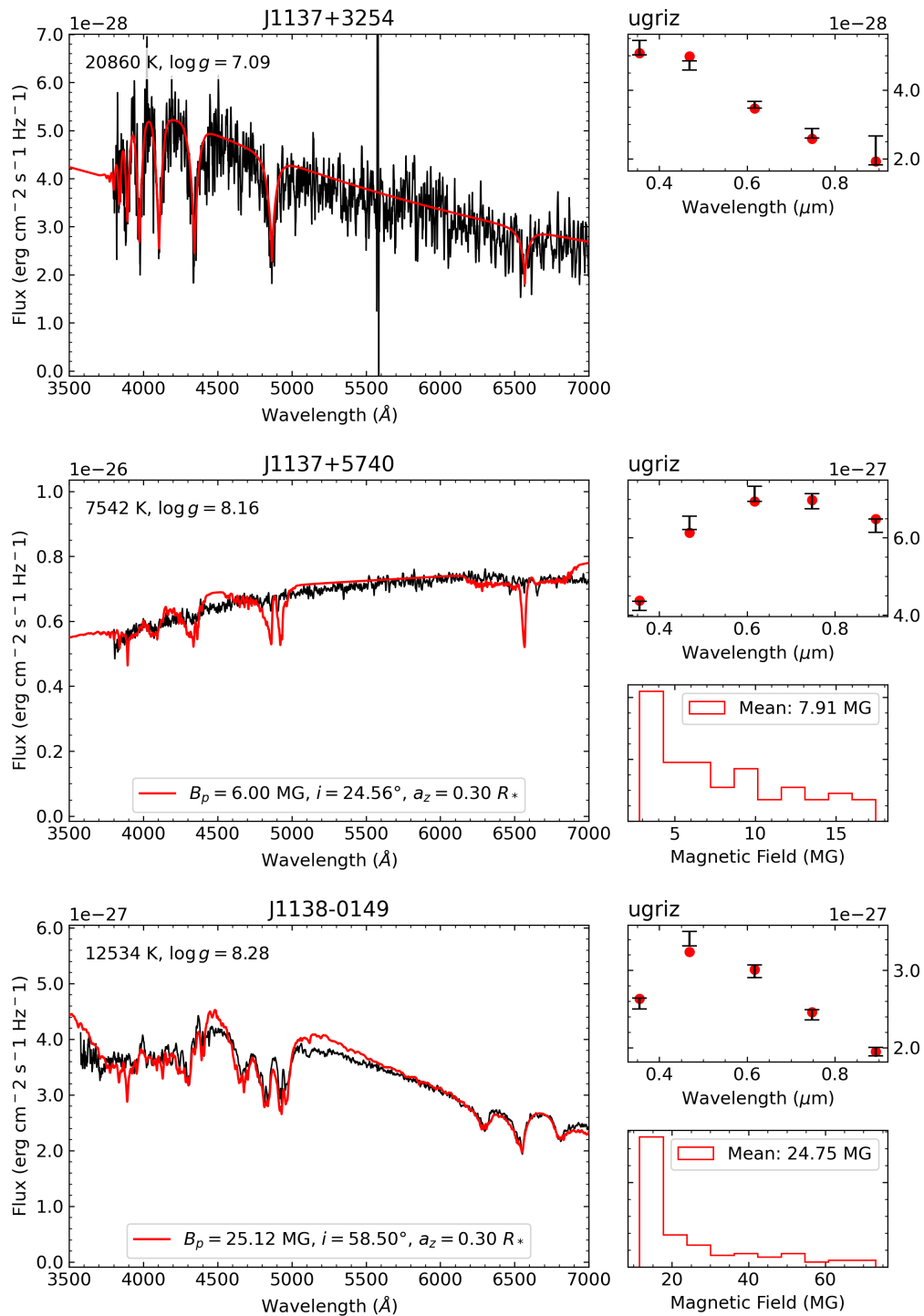


FIGURE A.1 (cont.)

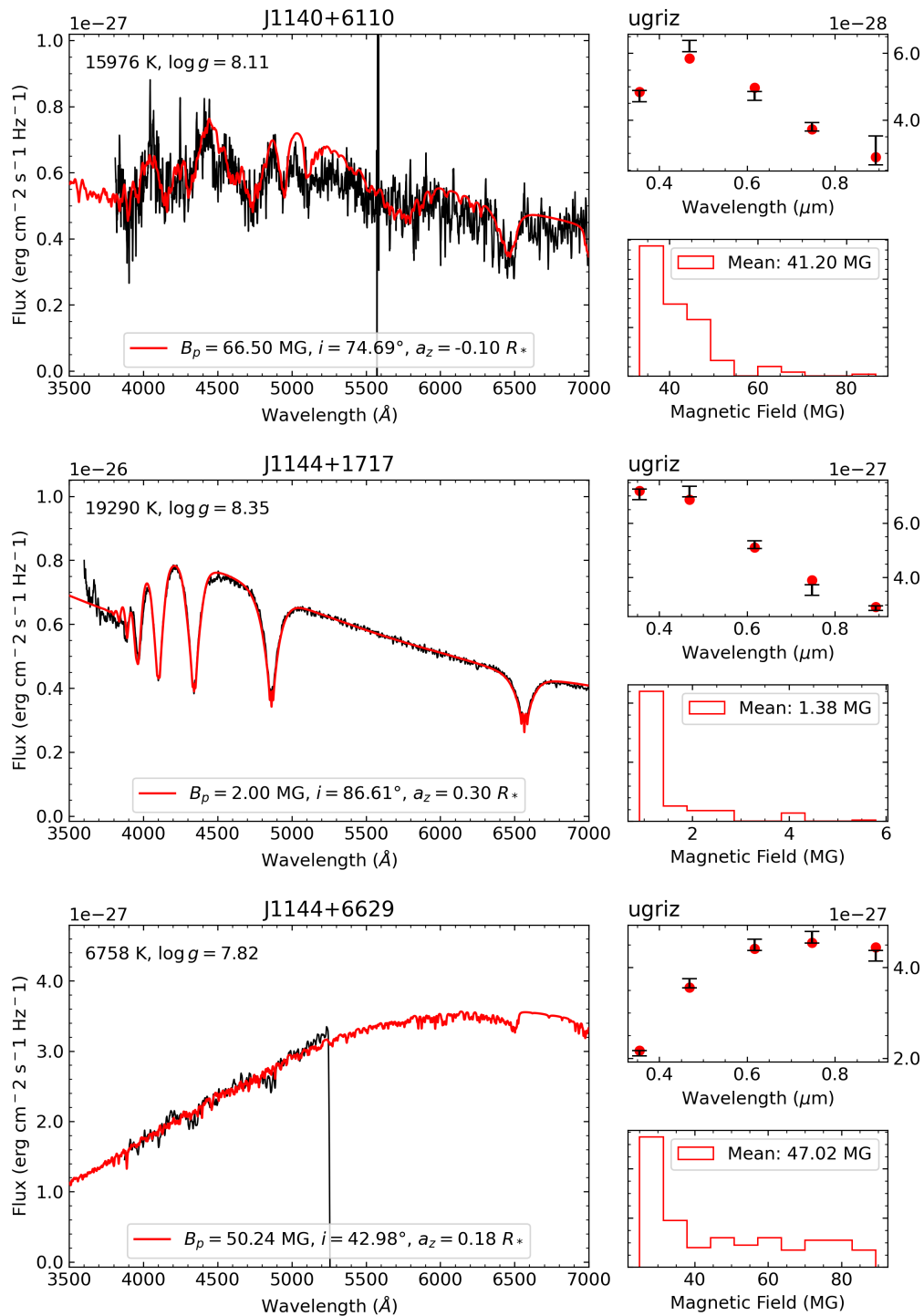


FIGURE A.1 (cont.)

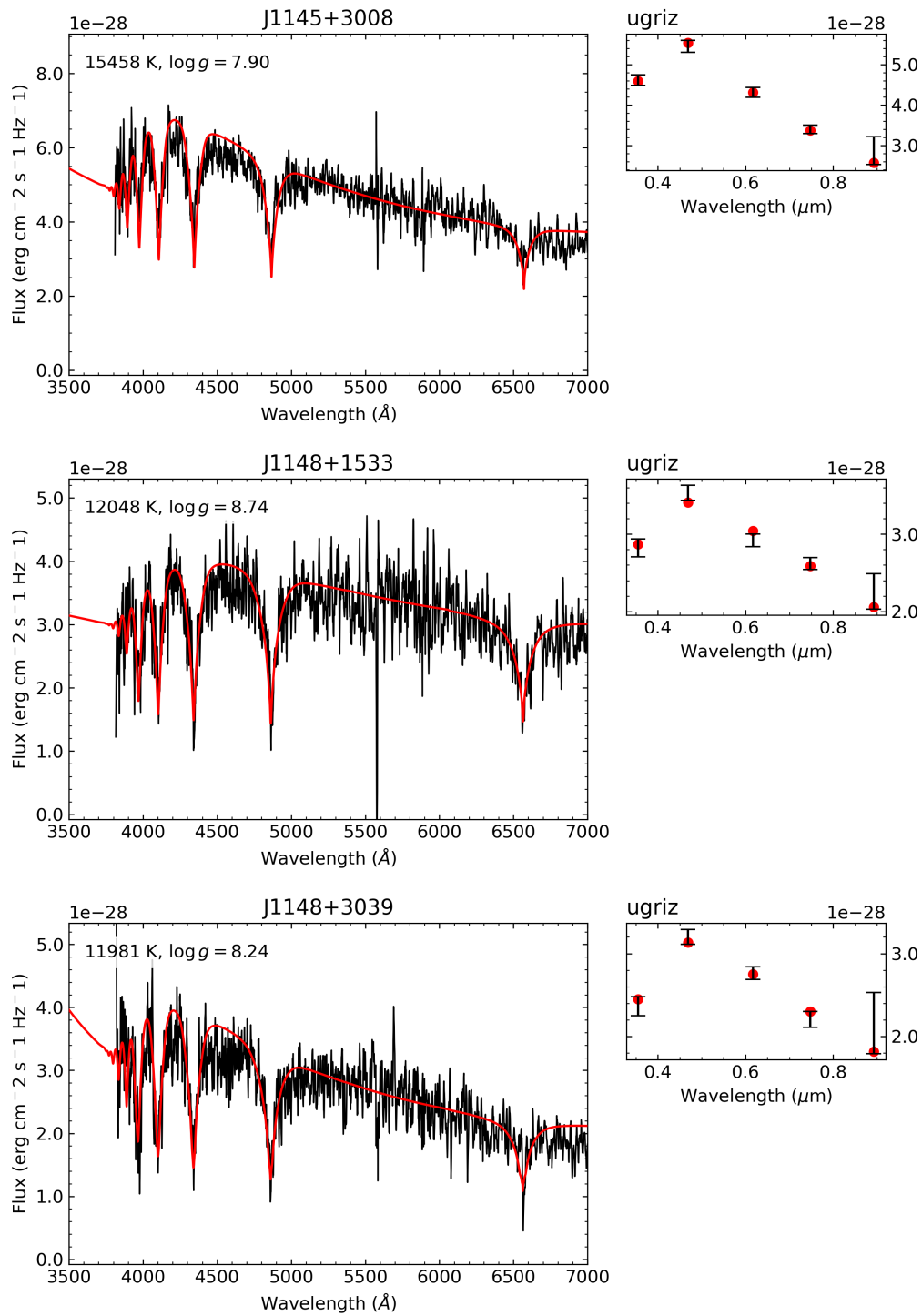


FIGURE A.1 (cont.)



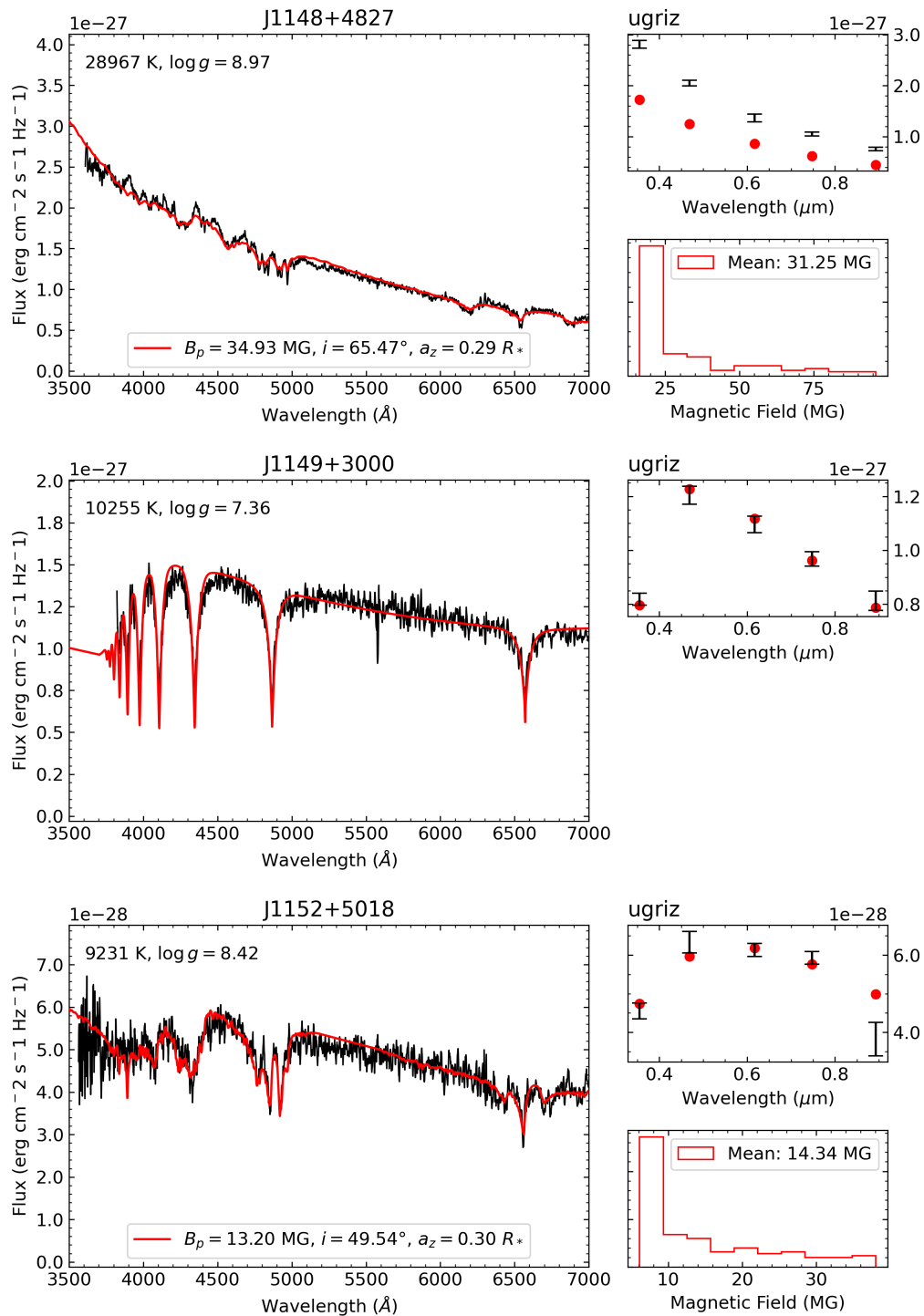


FIGURE A.1 (cont.)

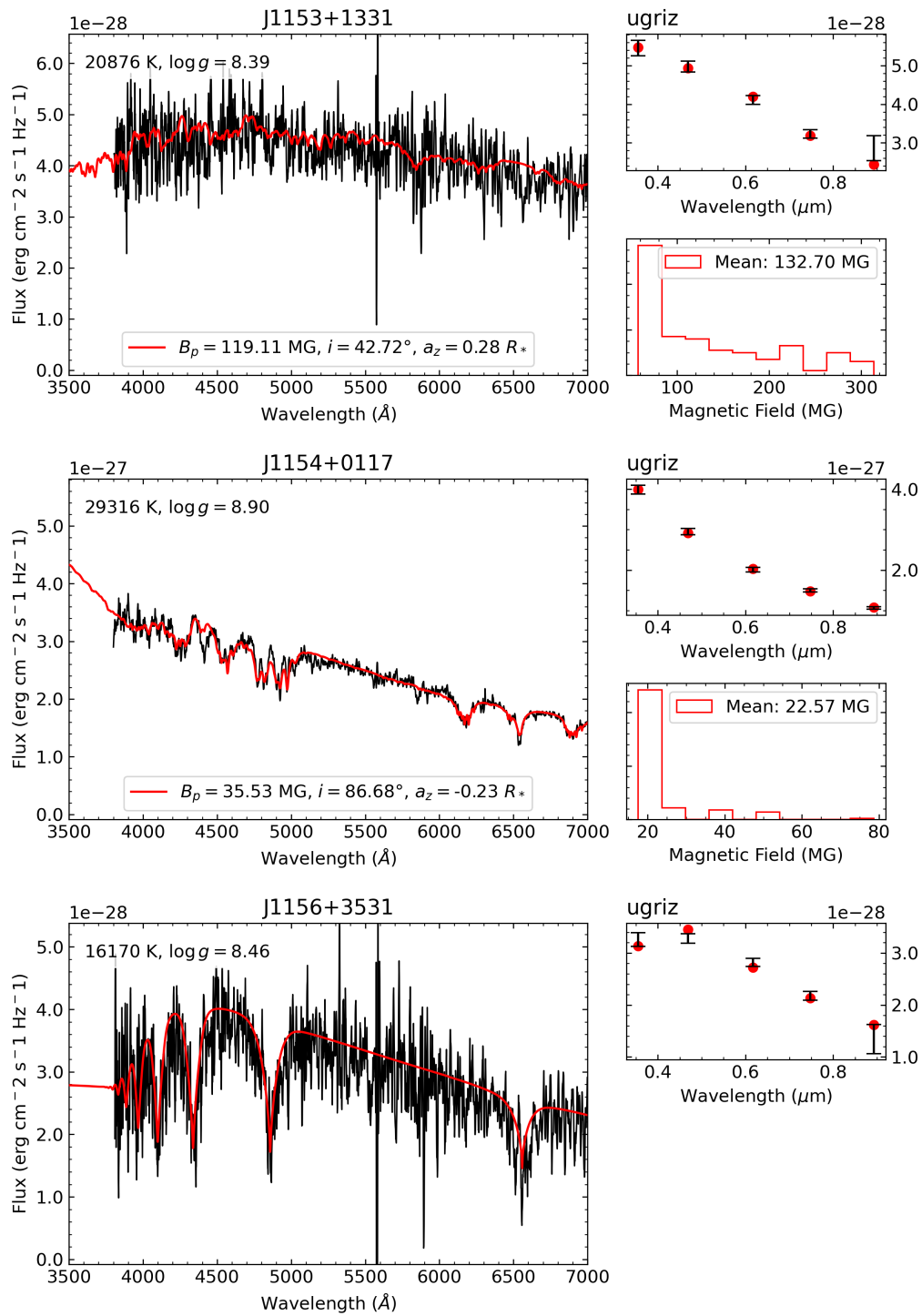


FIGURE A.1 (cont.)

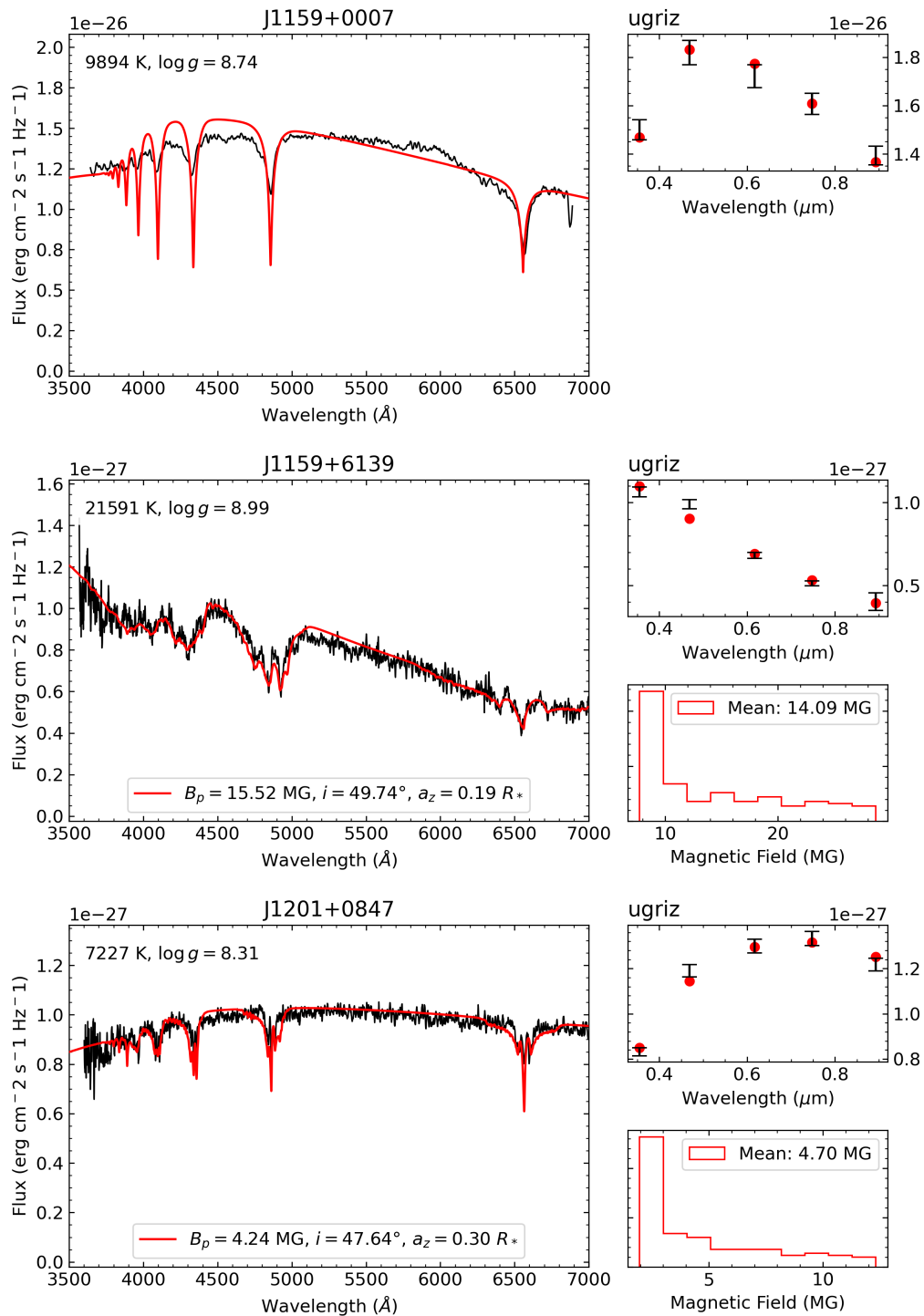


FIGURE A.1 (cont.)

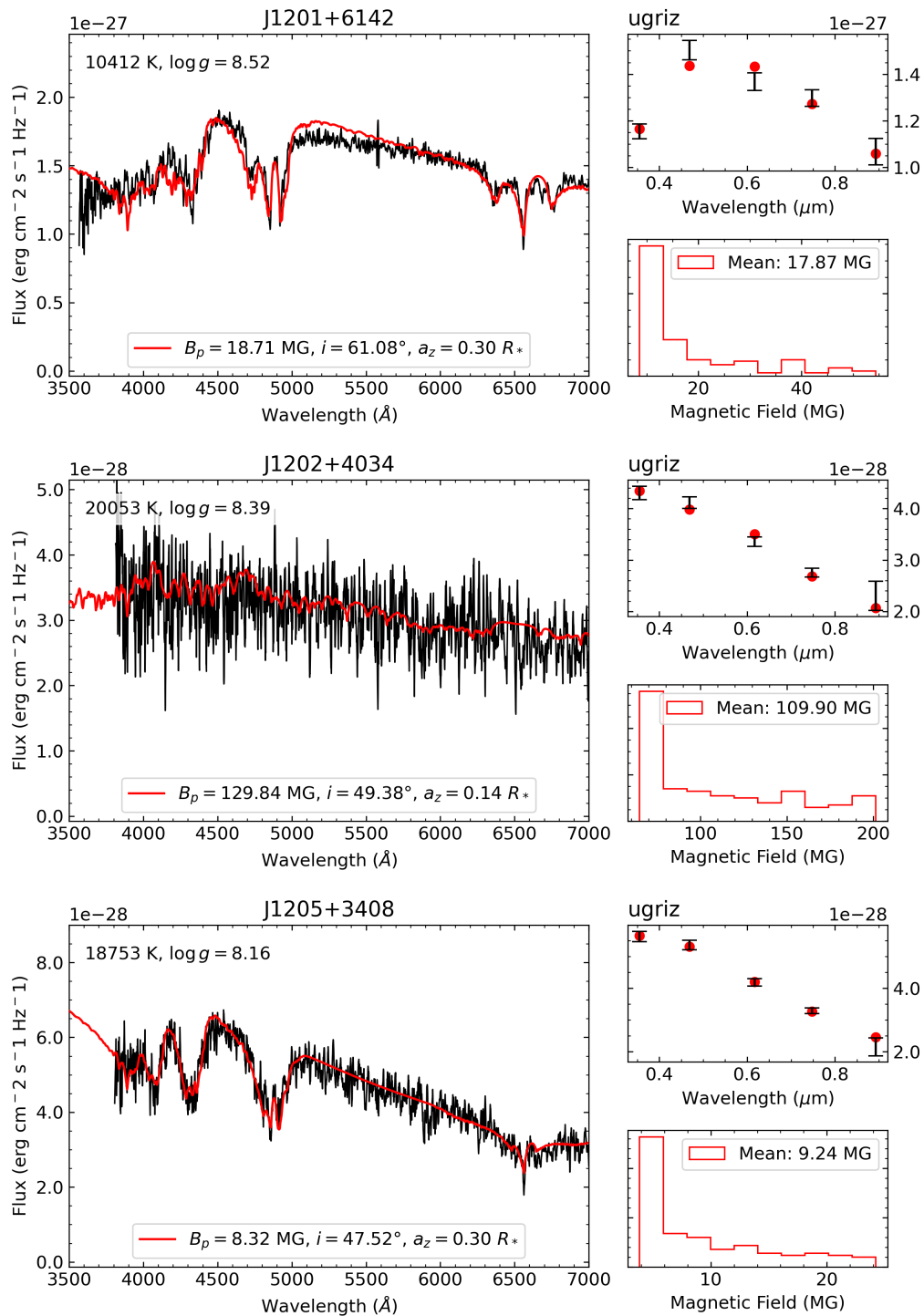


FIGURE A.1 (cont.)

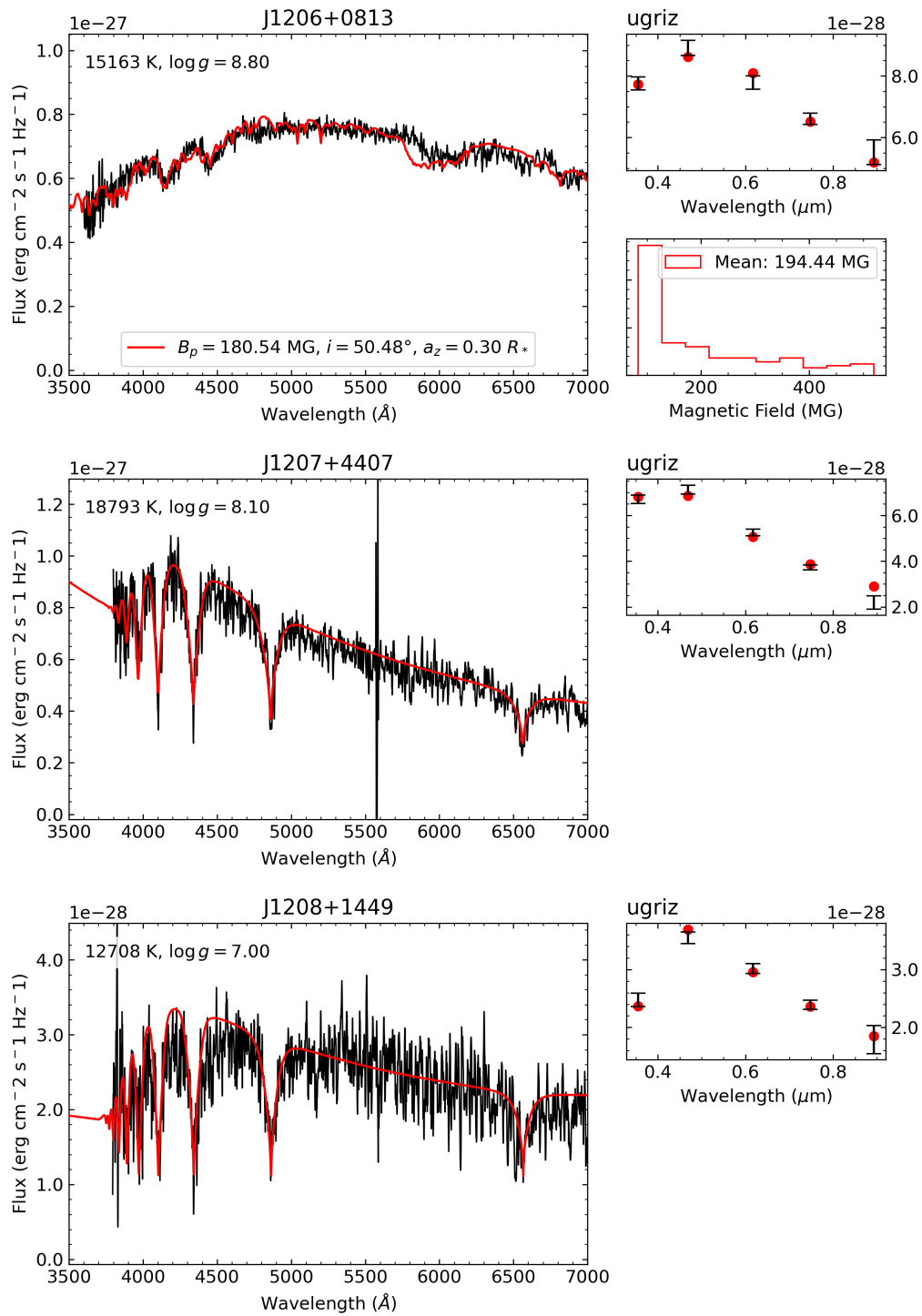


FIGURE A.1 (cont.)

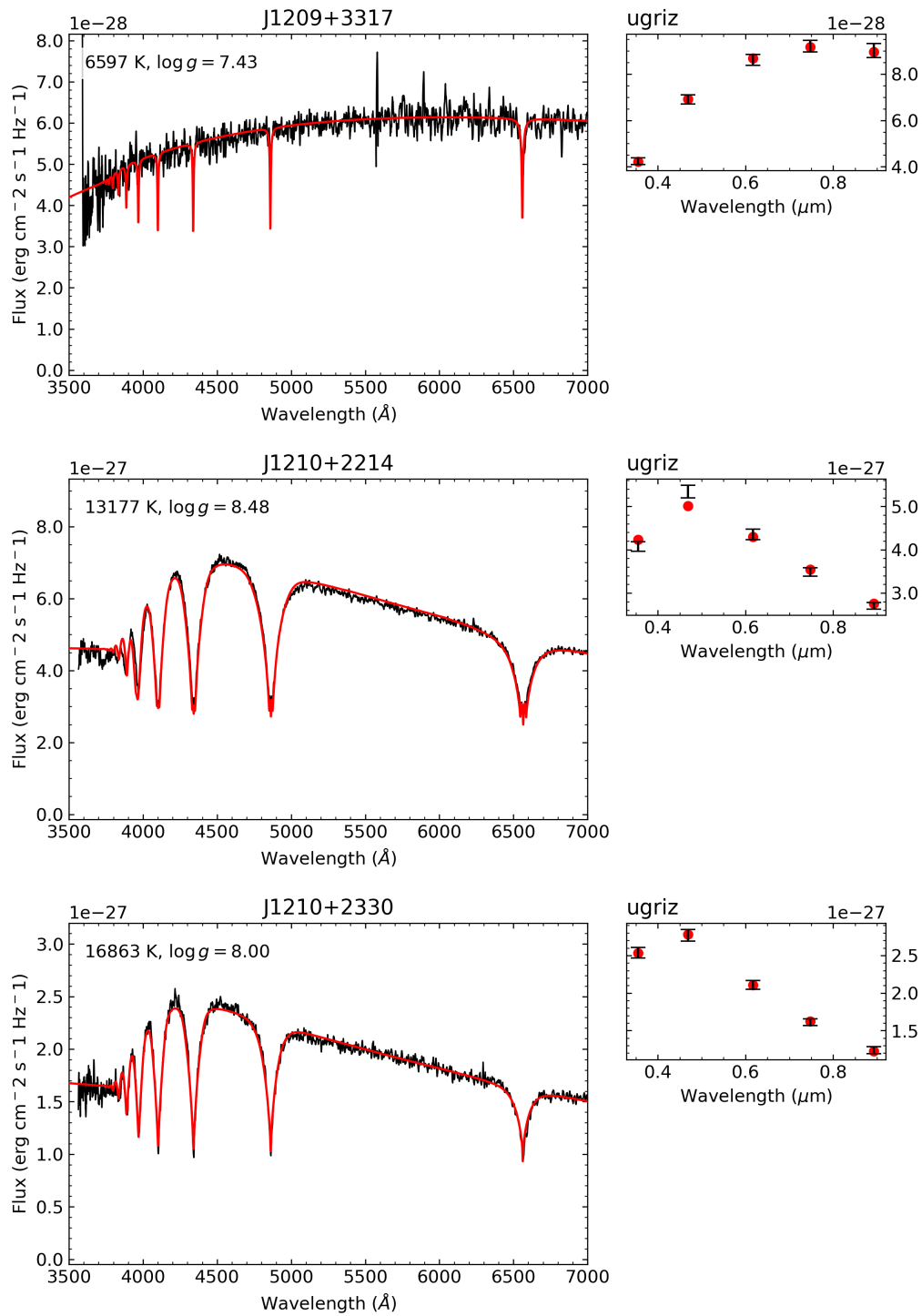


FIGURE A.1 (cont.)

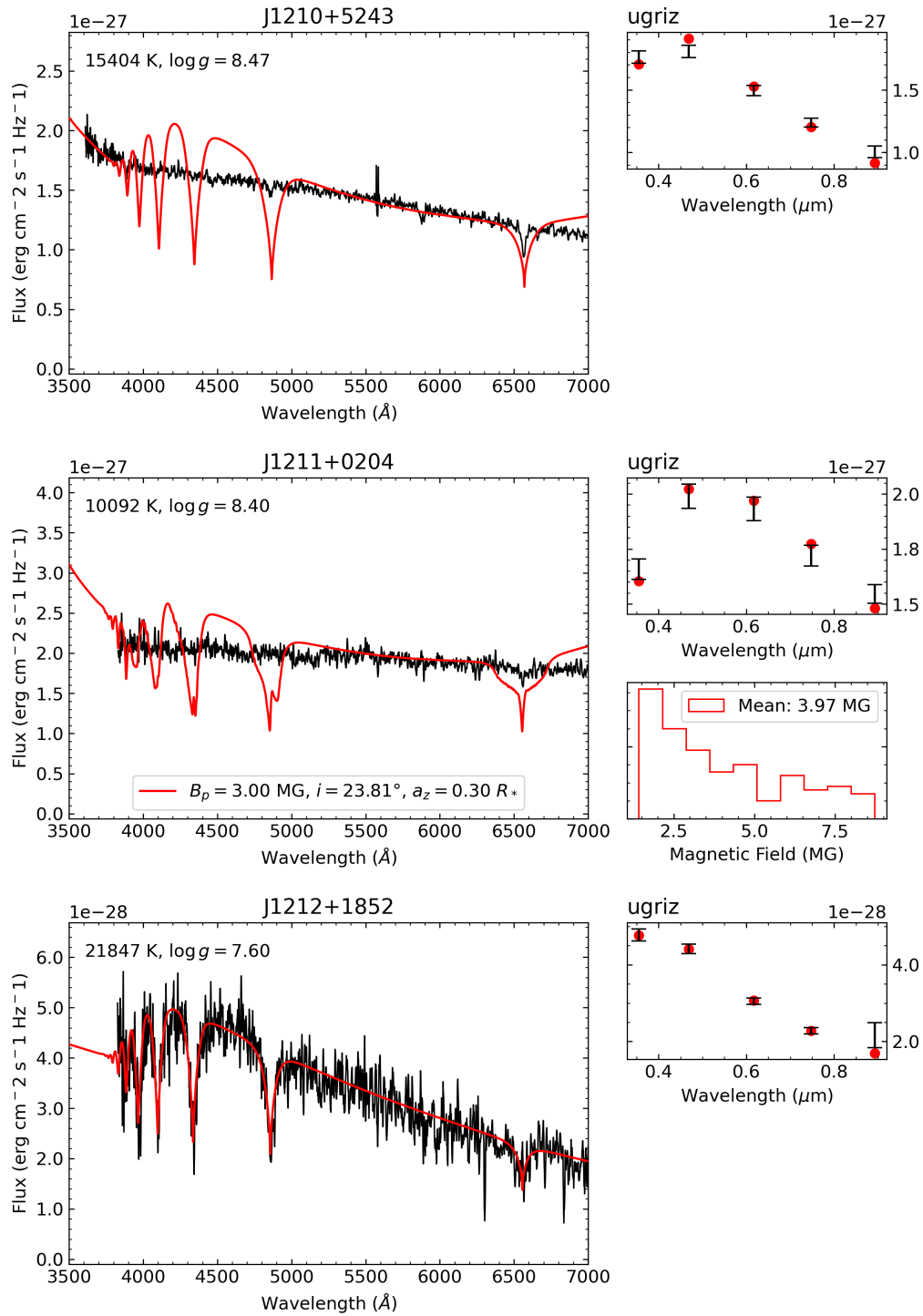


FIGURE A.1 (cont.)

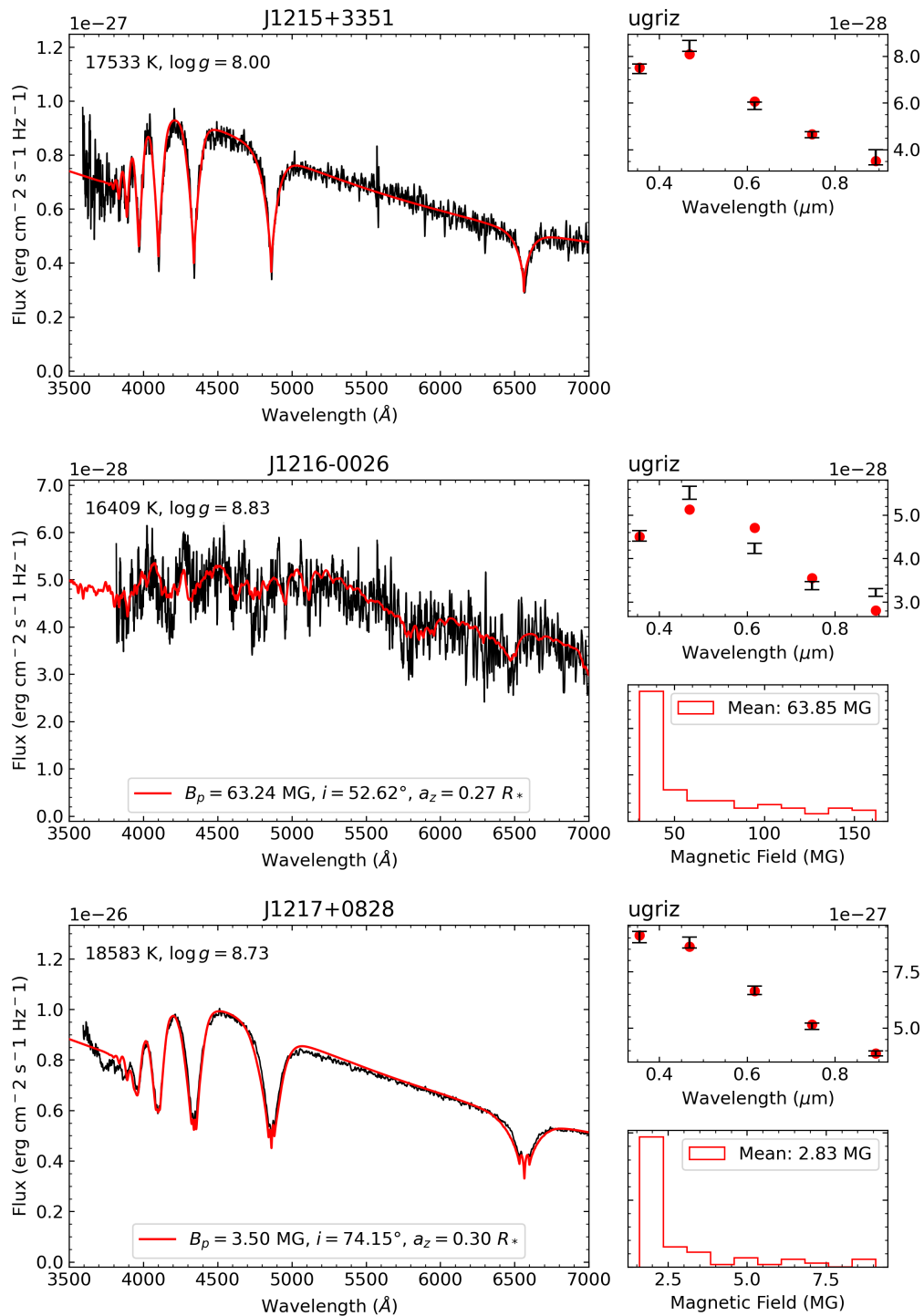


FIGURE A.1 (cont.)



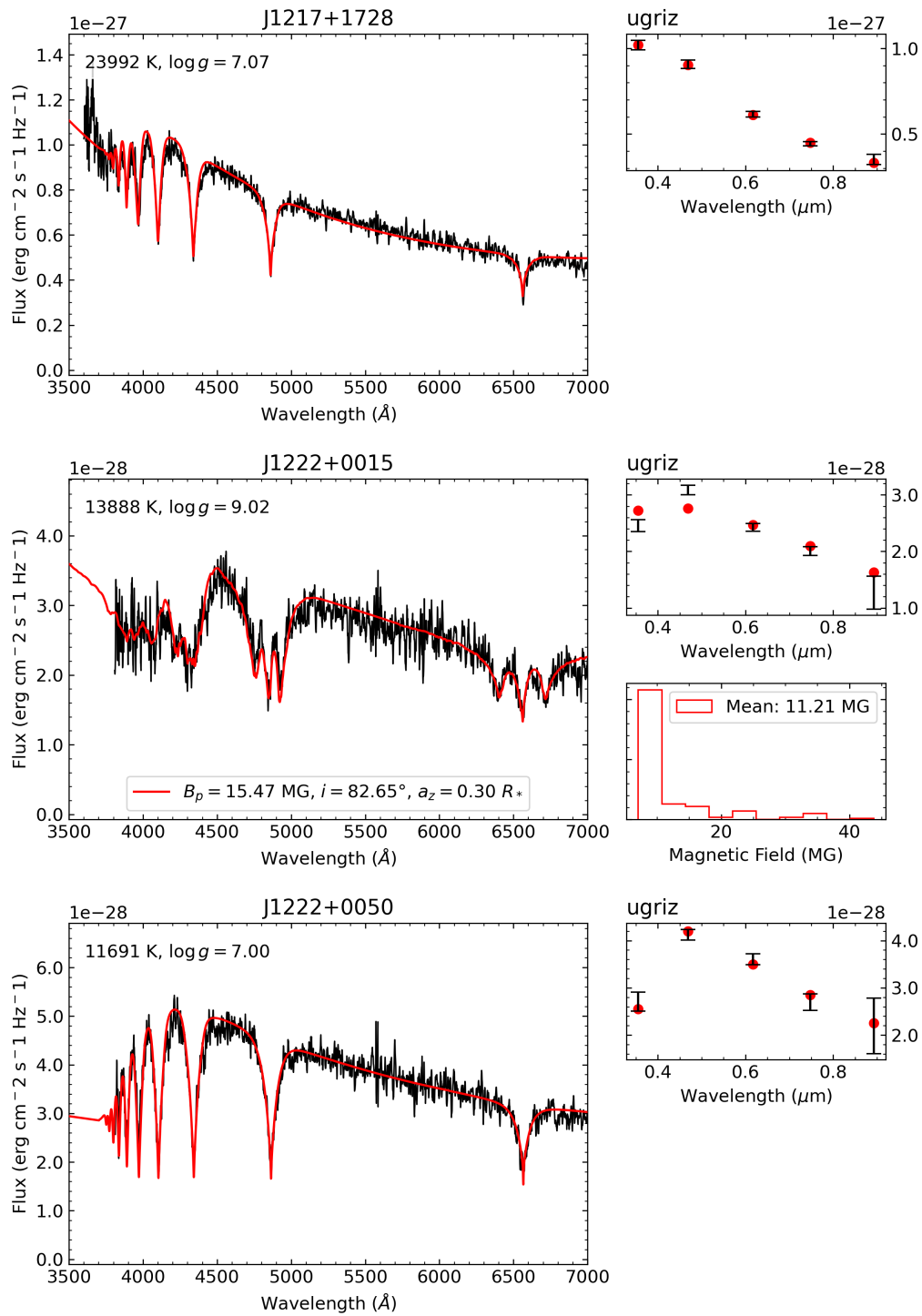


FIGURE A.1 (cont.)

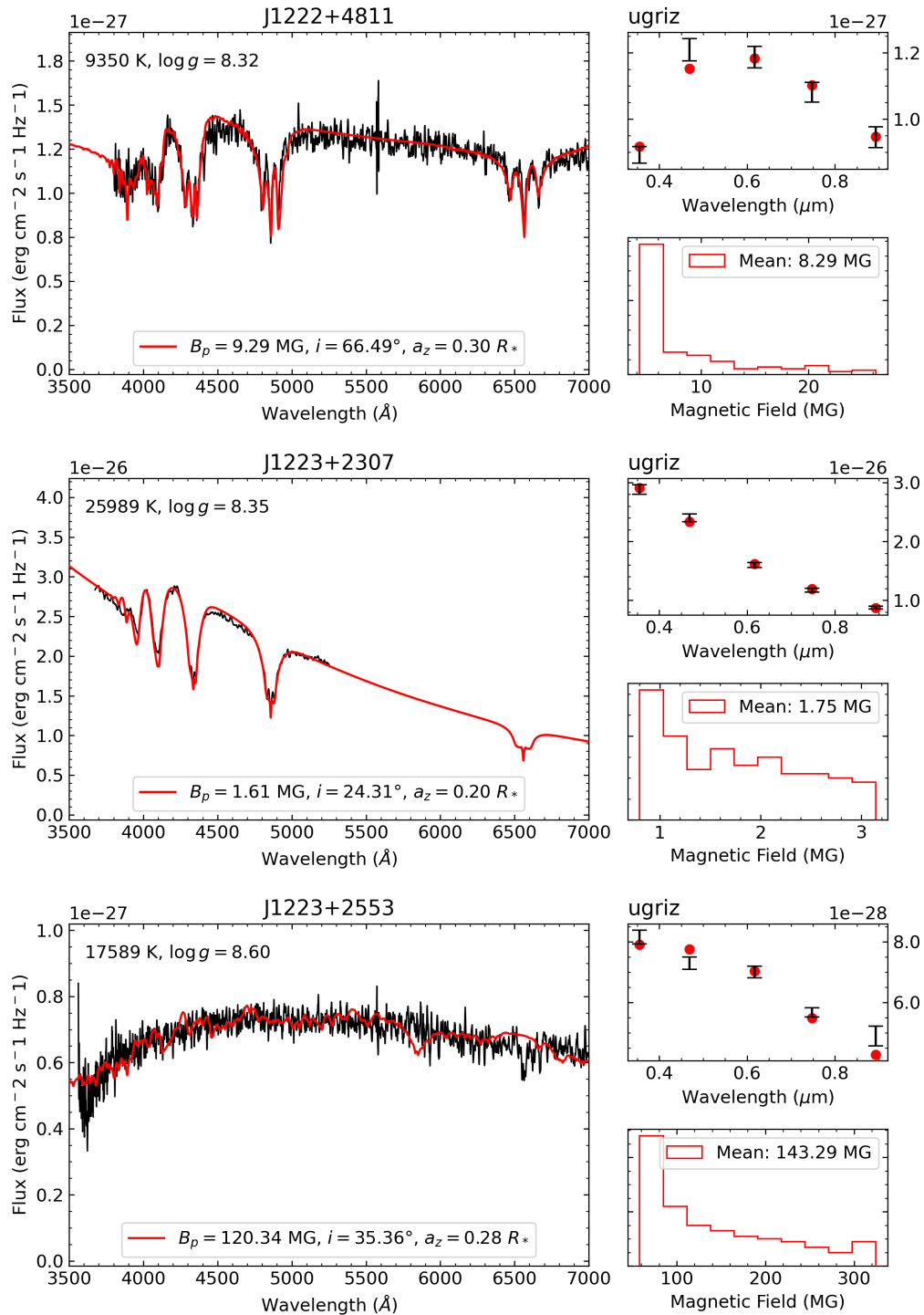


FIGURE A.1 (cont.)

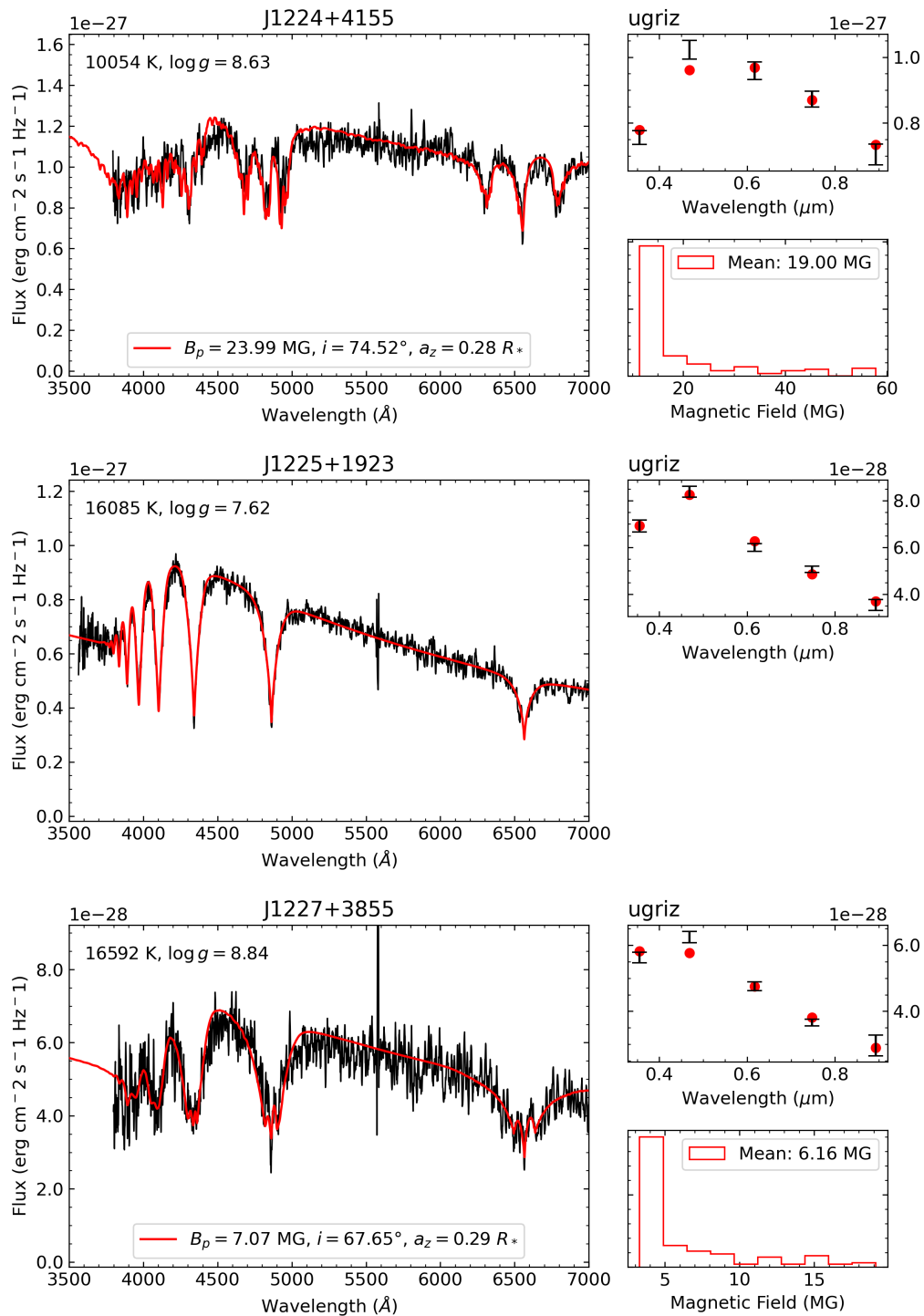


FIGURE A.1 (cont.)

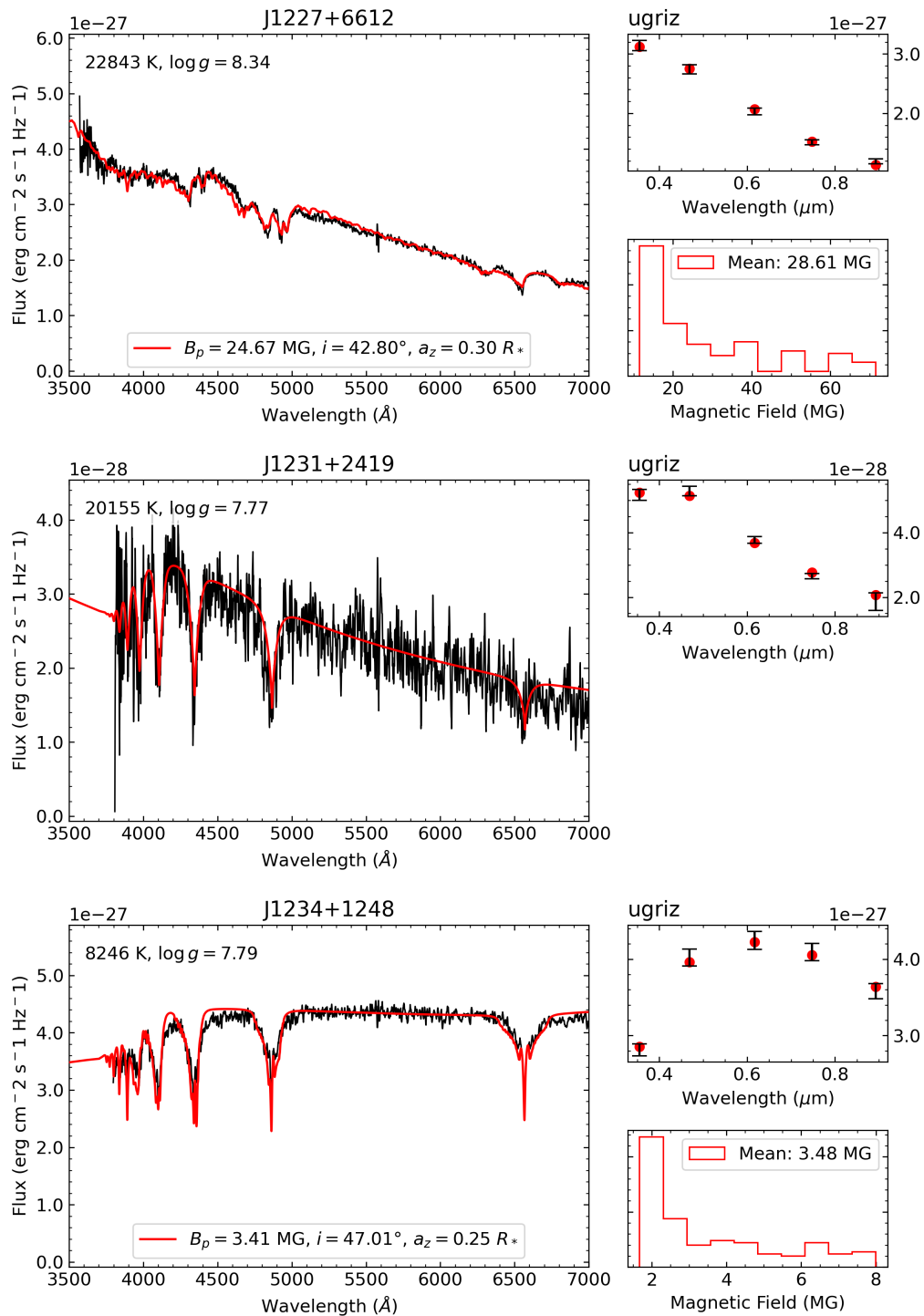


FIGURE A.1 (cont.)

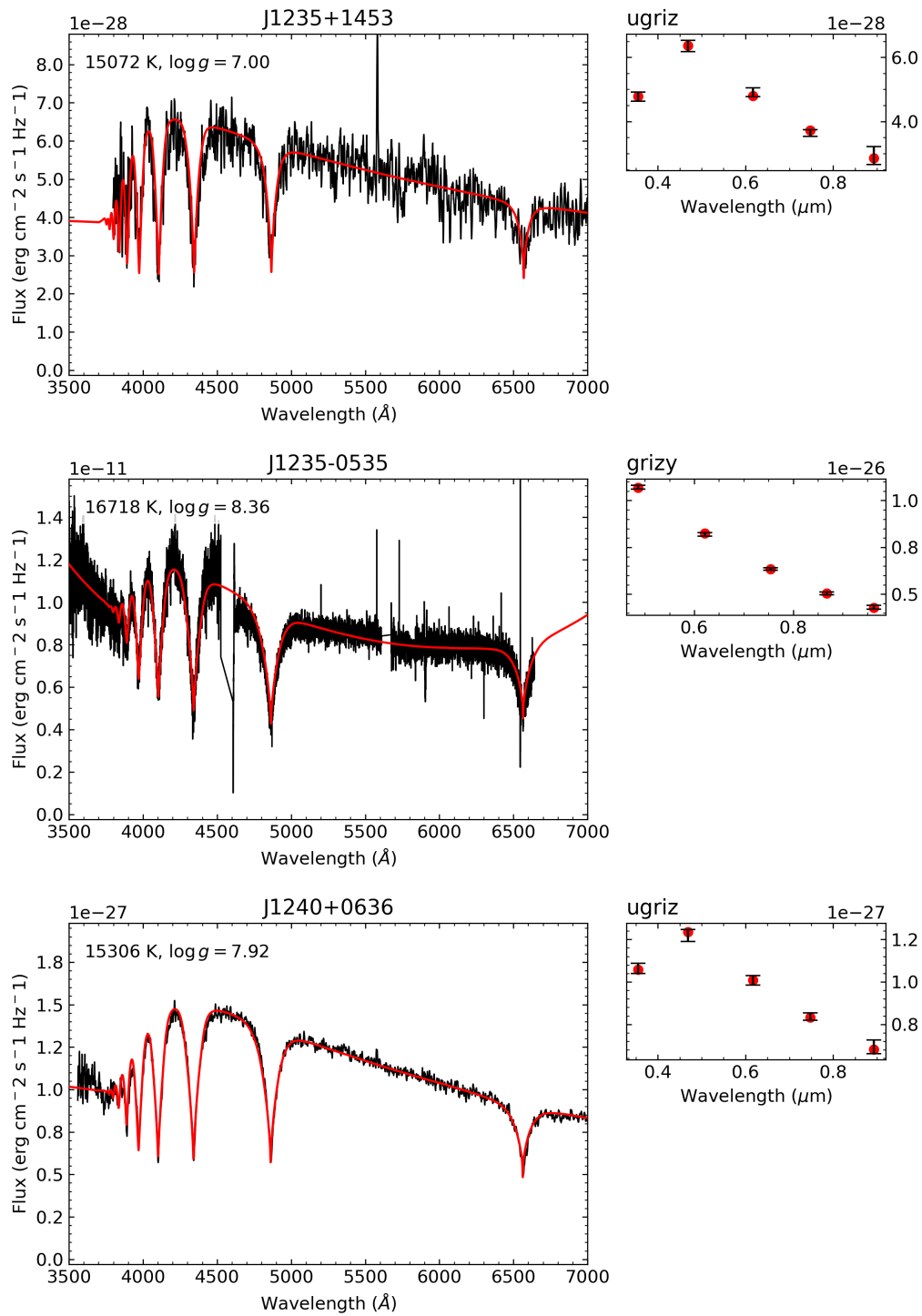


FIGURE A.1 (cont.)

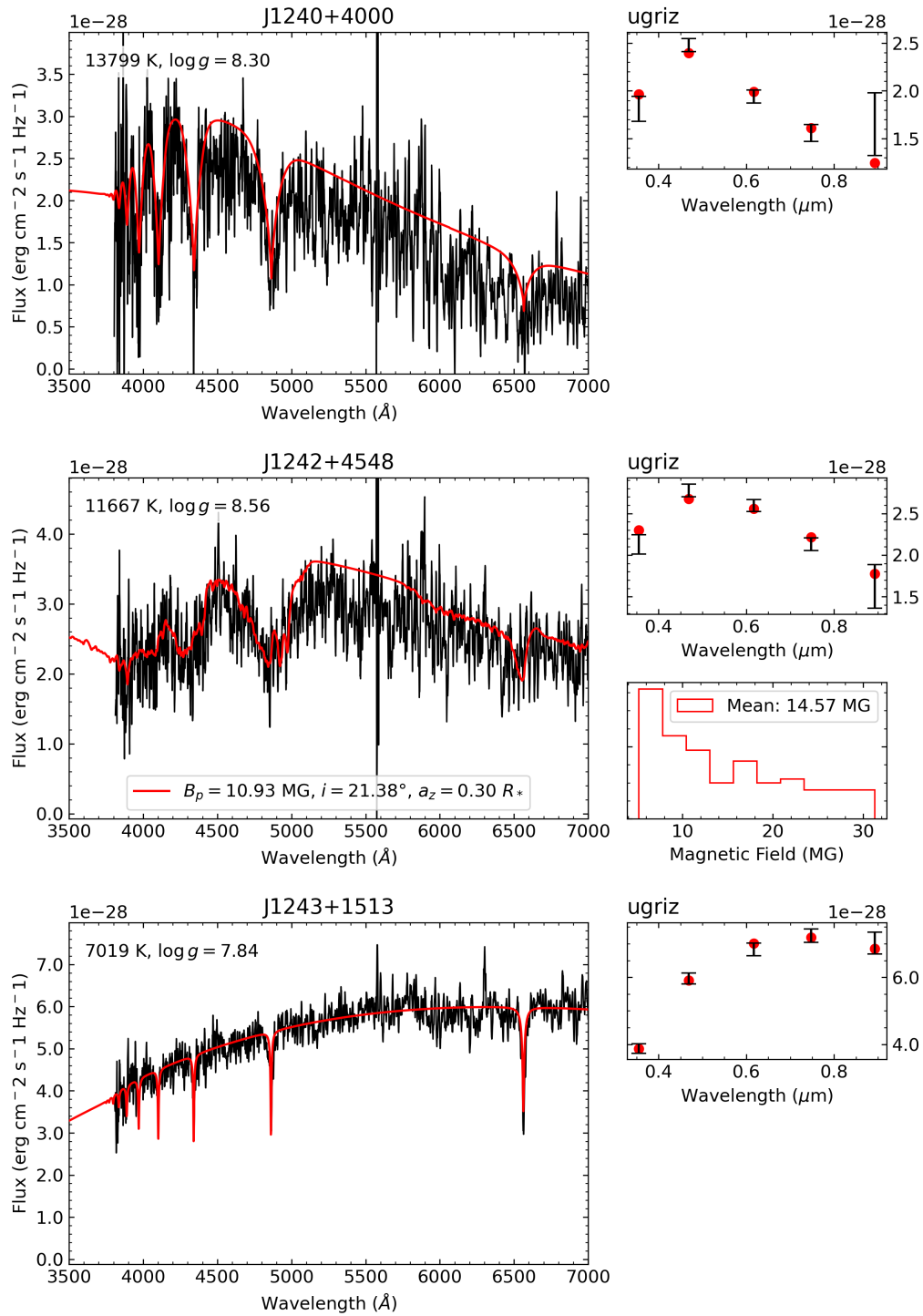


FIGURE A.1 (cont.)

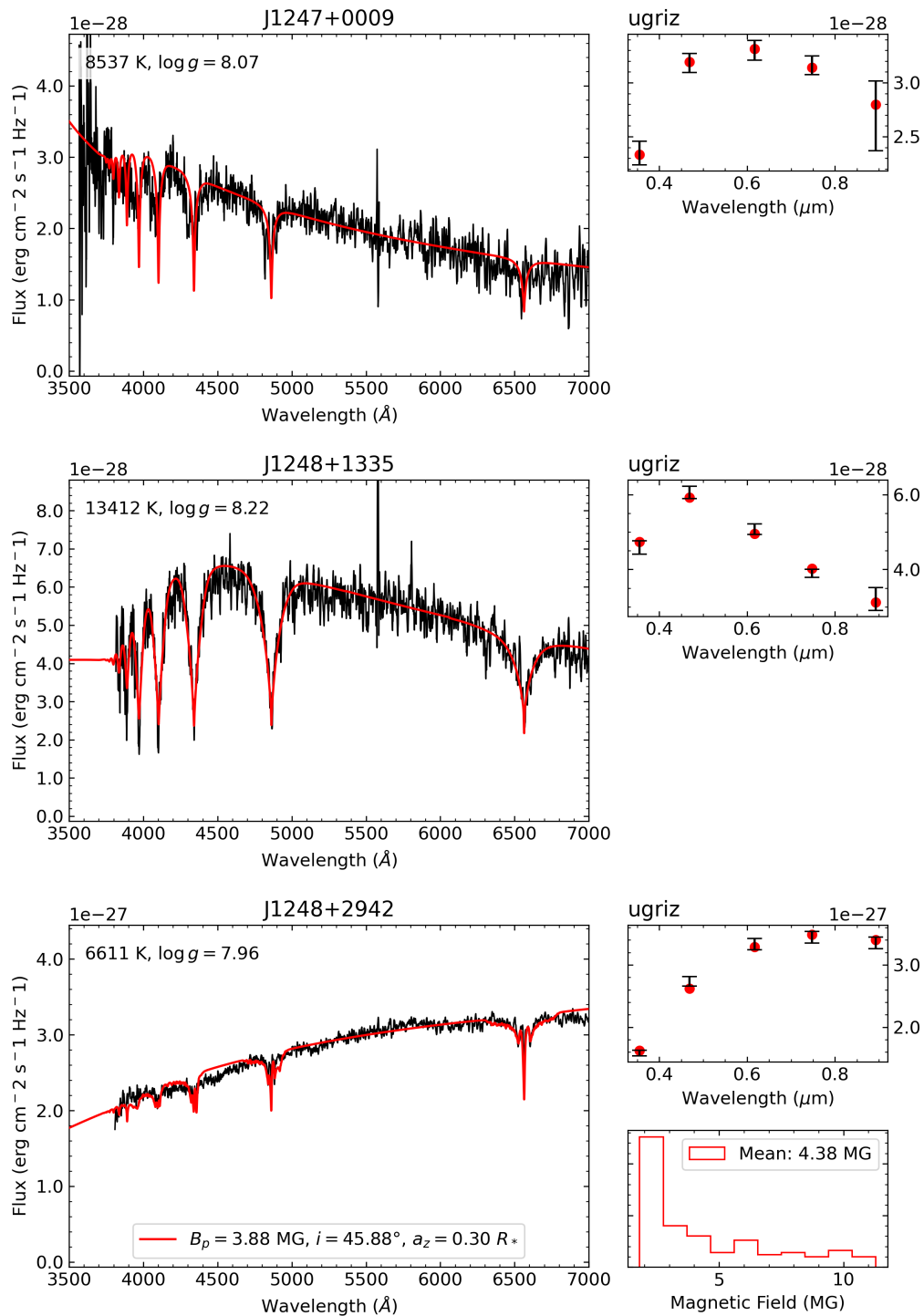


FIGURE A.1 (cont.)

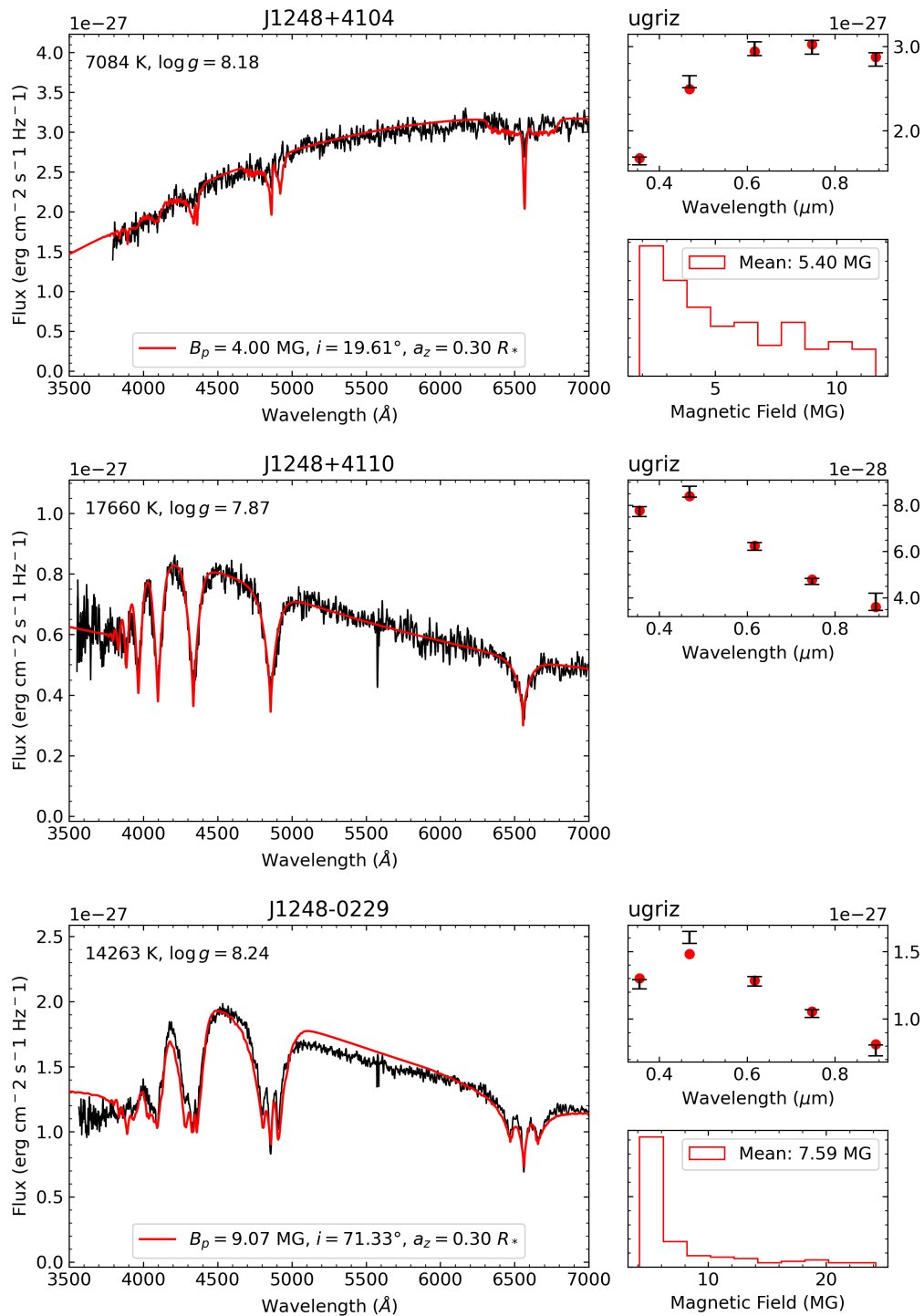


FIGURE A.1 (cont.)



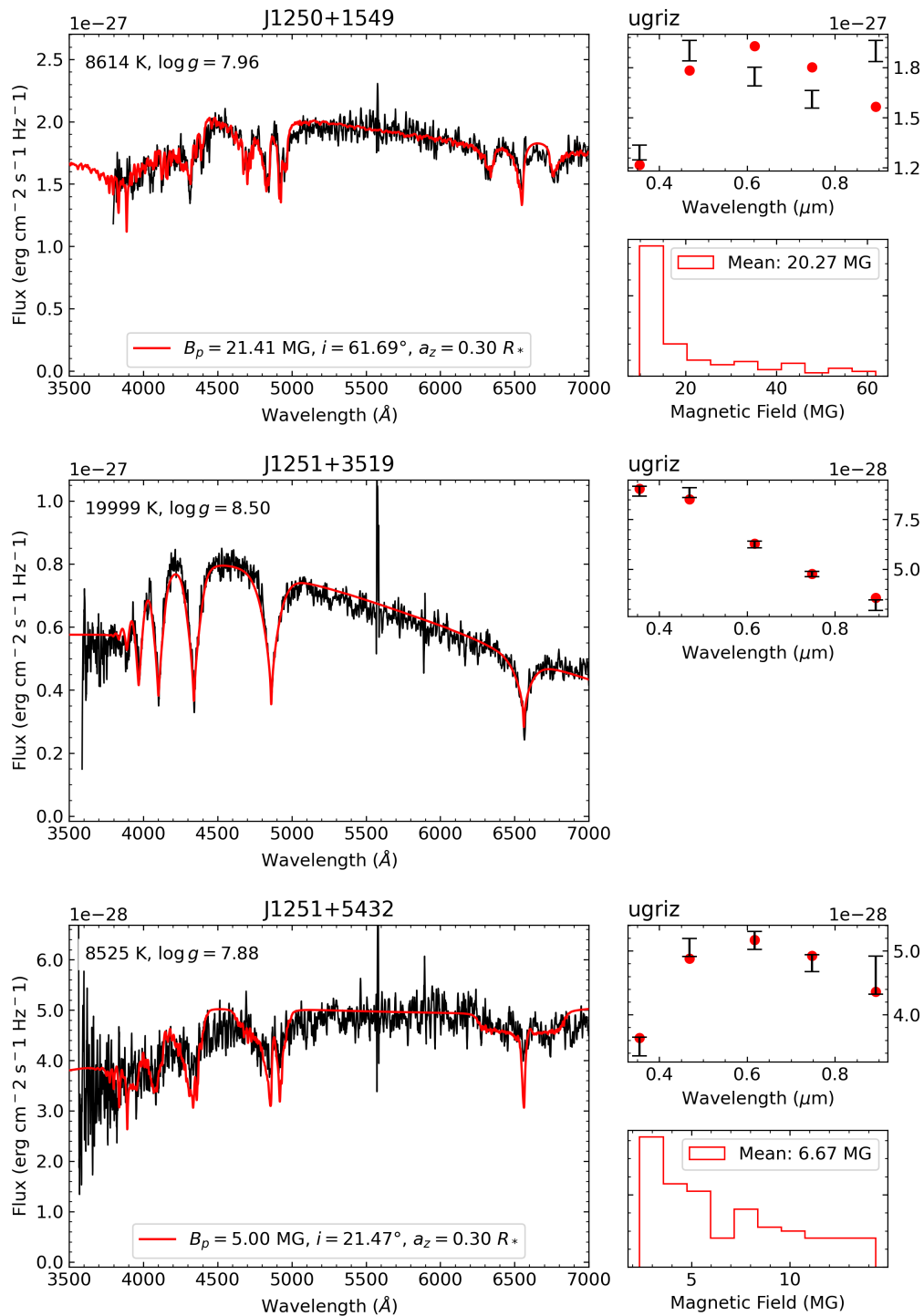


FIGURE A.1 (cont.)

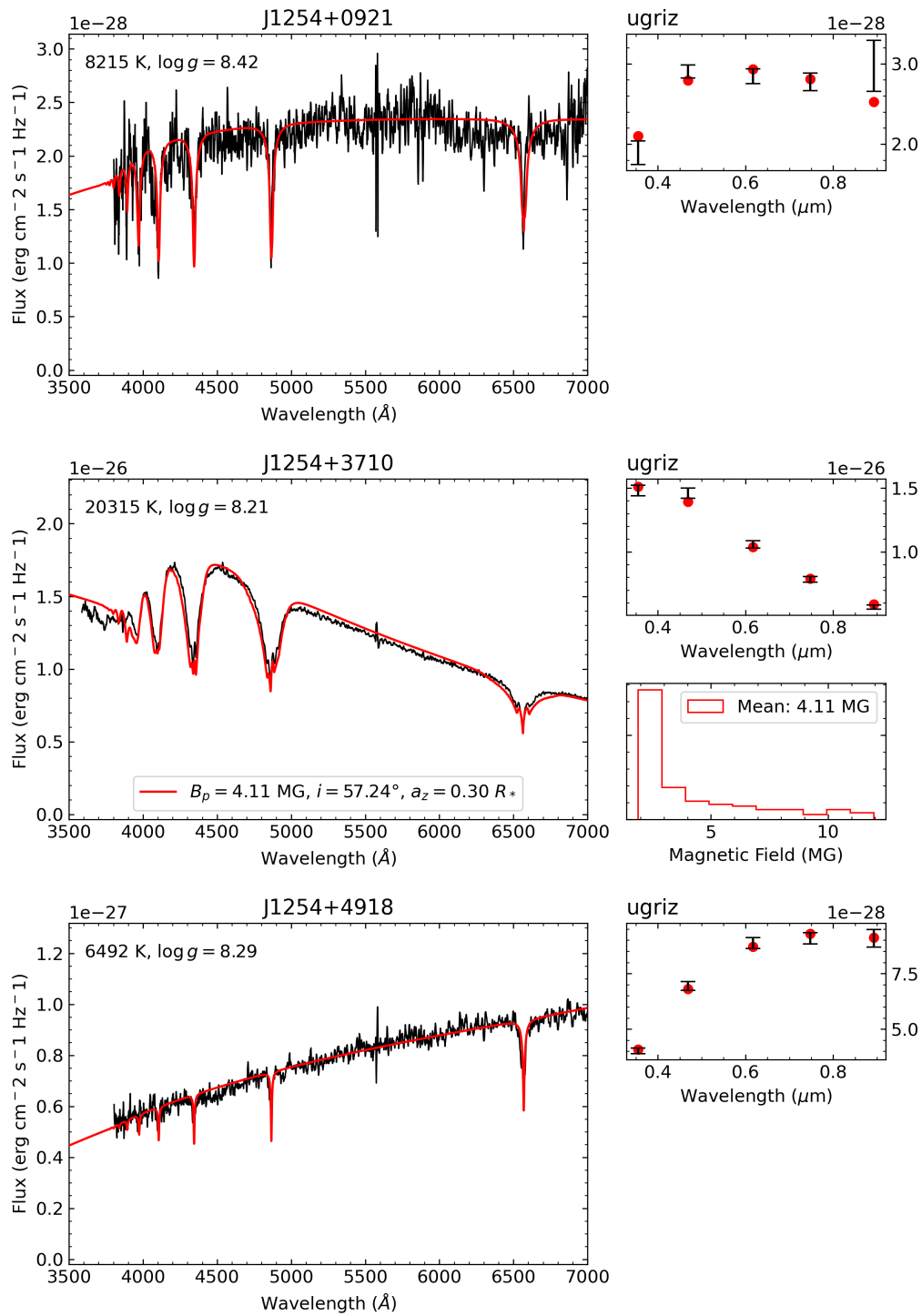


FIGURE A.1 (cont.)

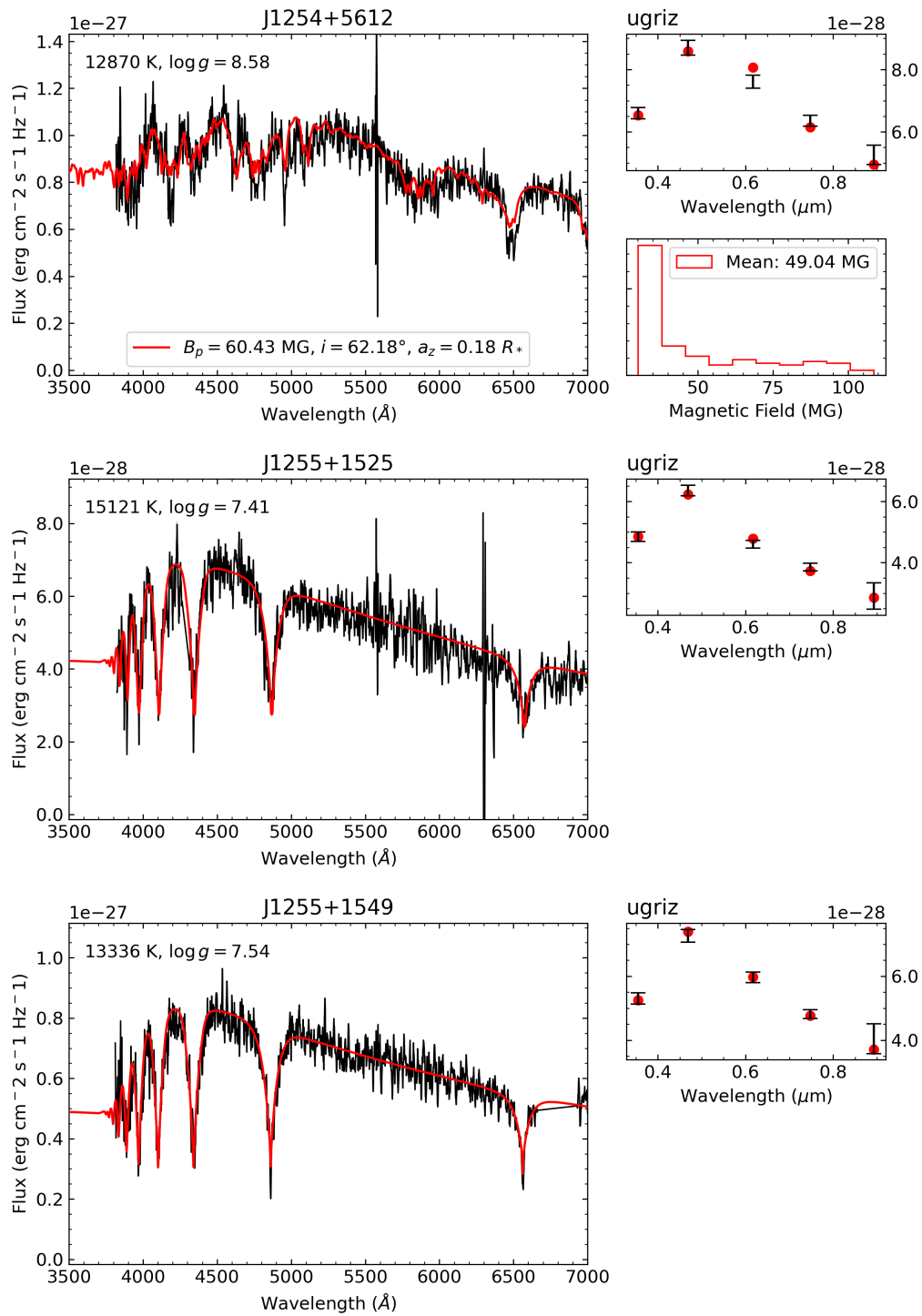


FIGURE A.1 (cont.)

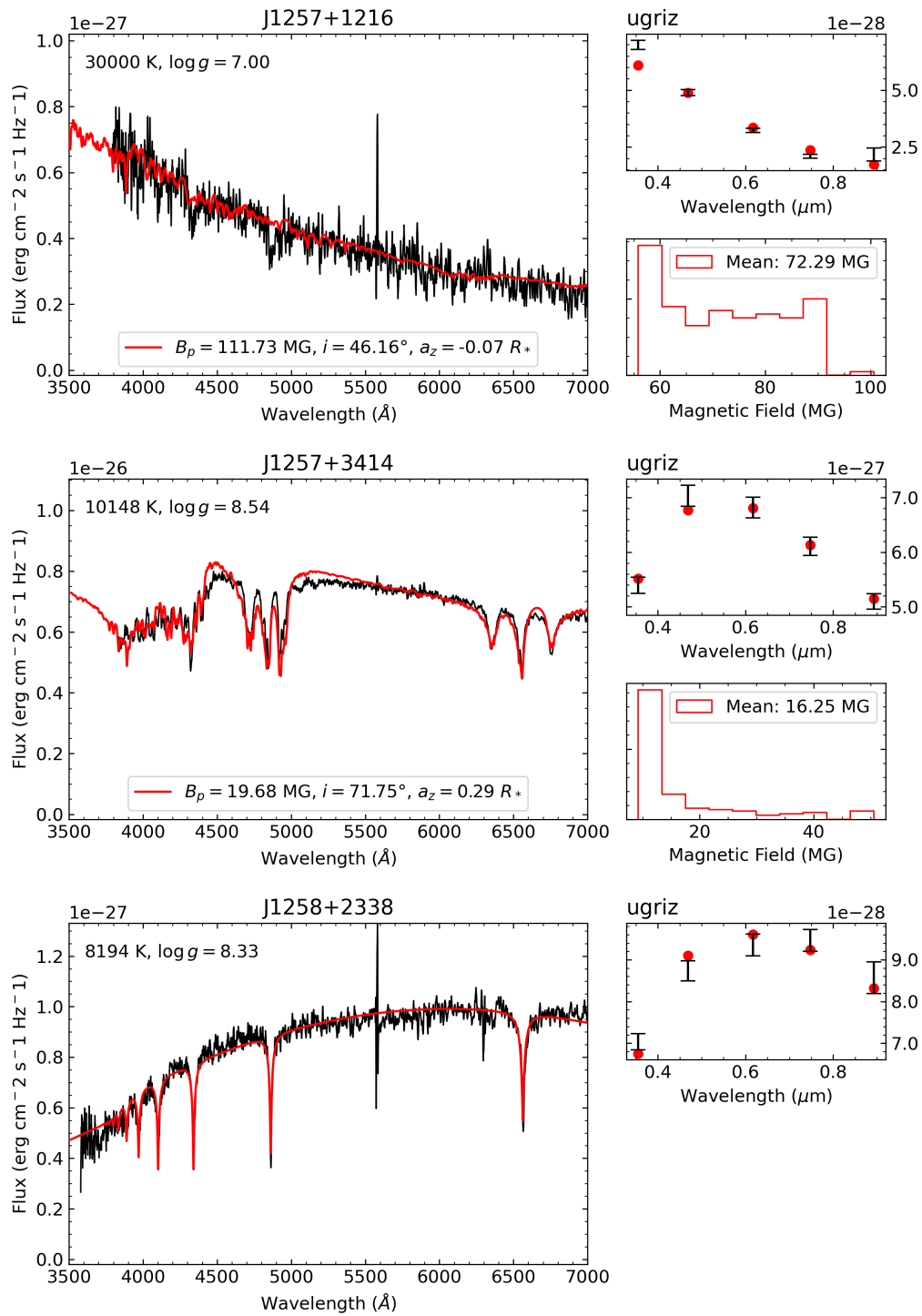


FIGURE A.1 (cont.)

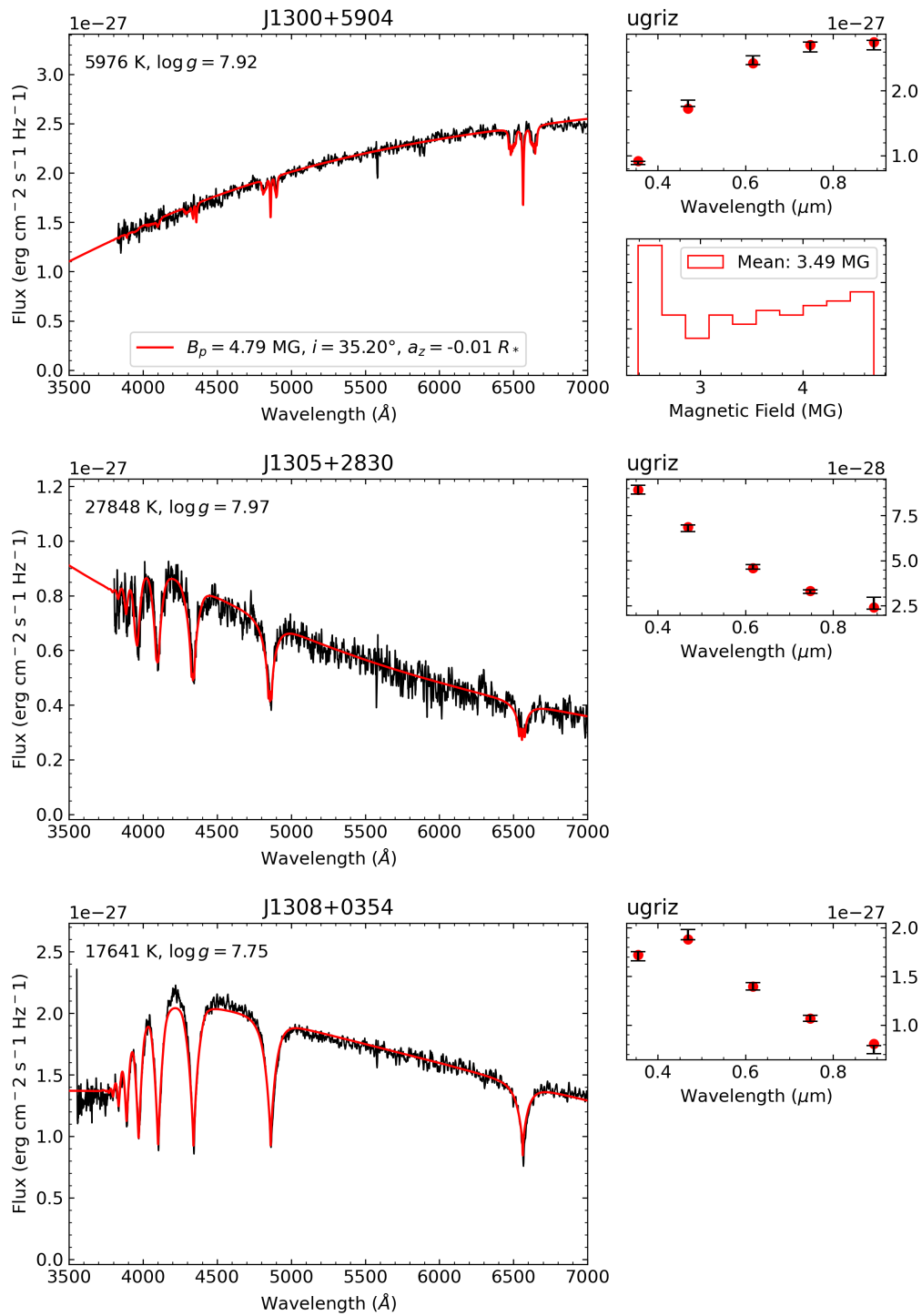


FIGURE A.1 (cont.)

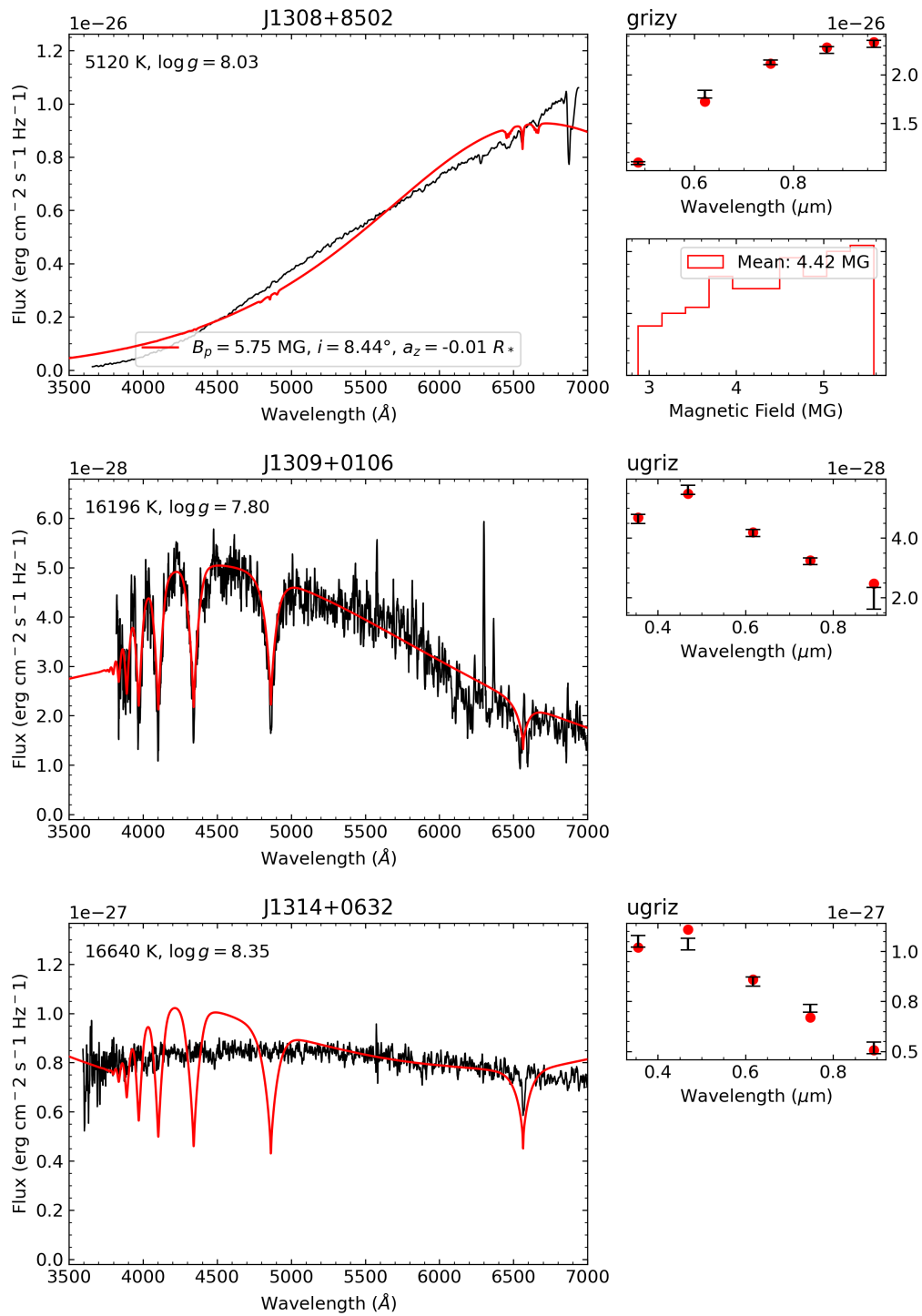


FIGURE A.1 (cont.)

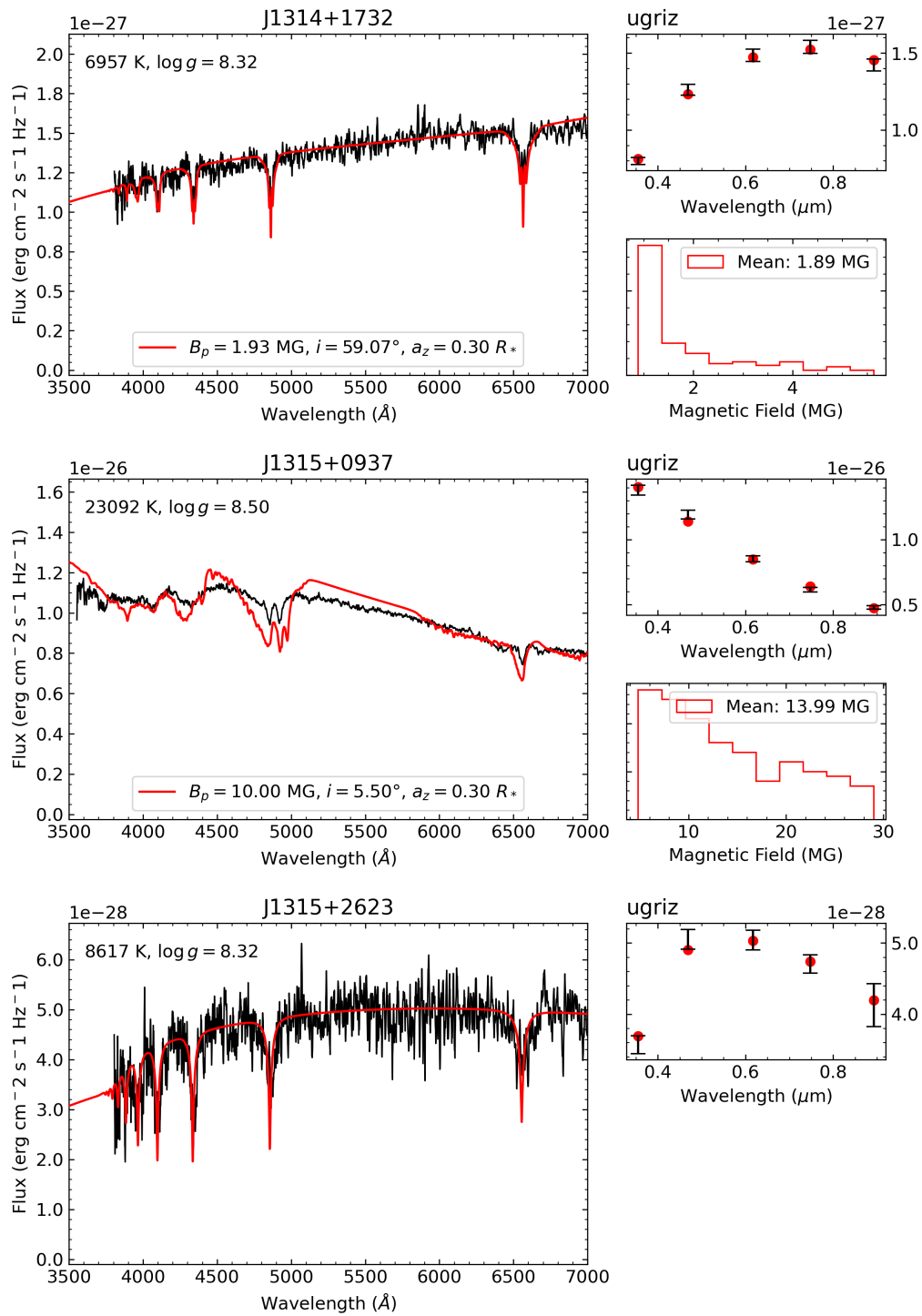


FIGURE A.1 (cont.)

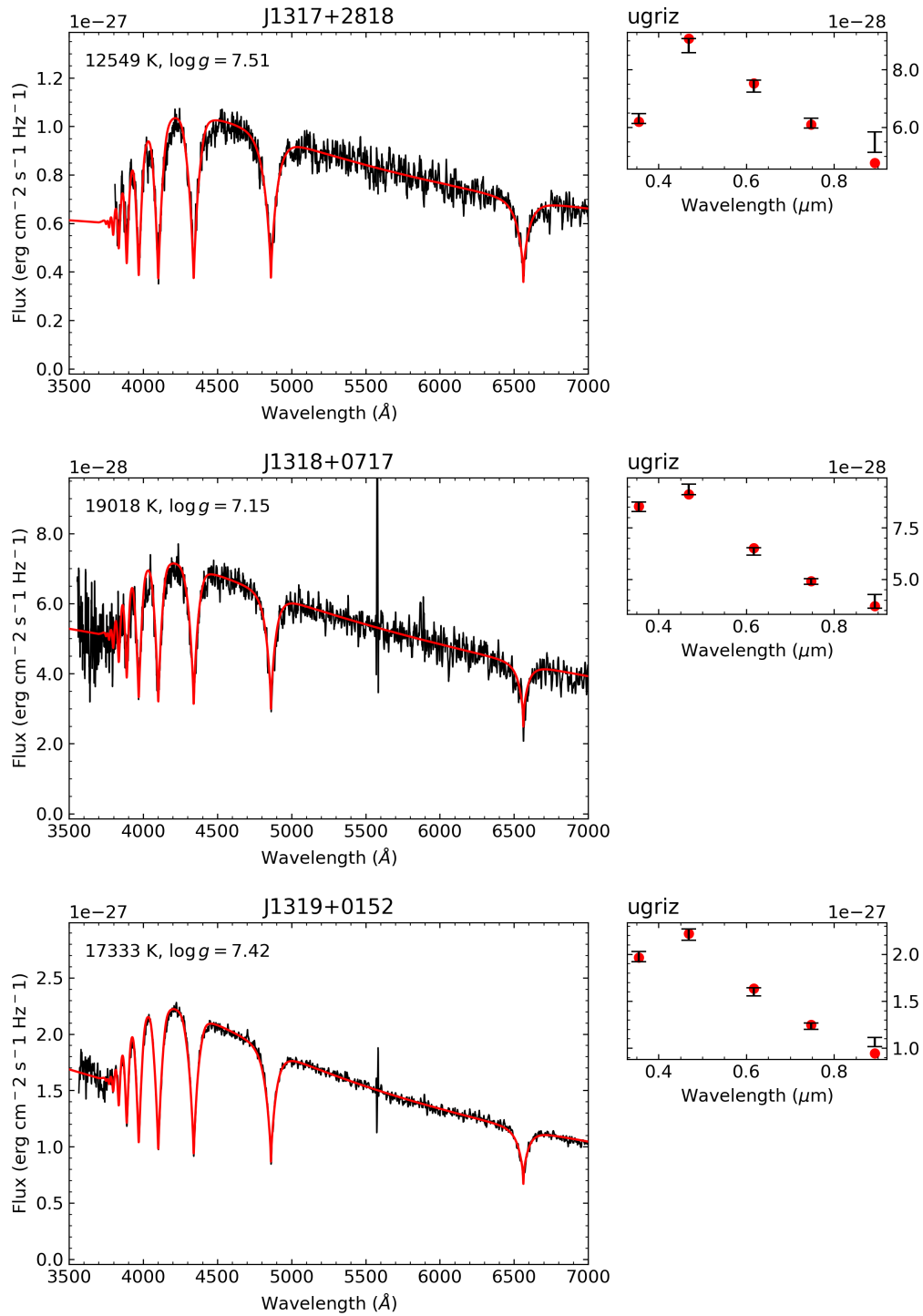


FIGURE A.1 (cont.)



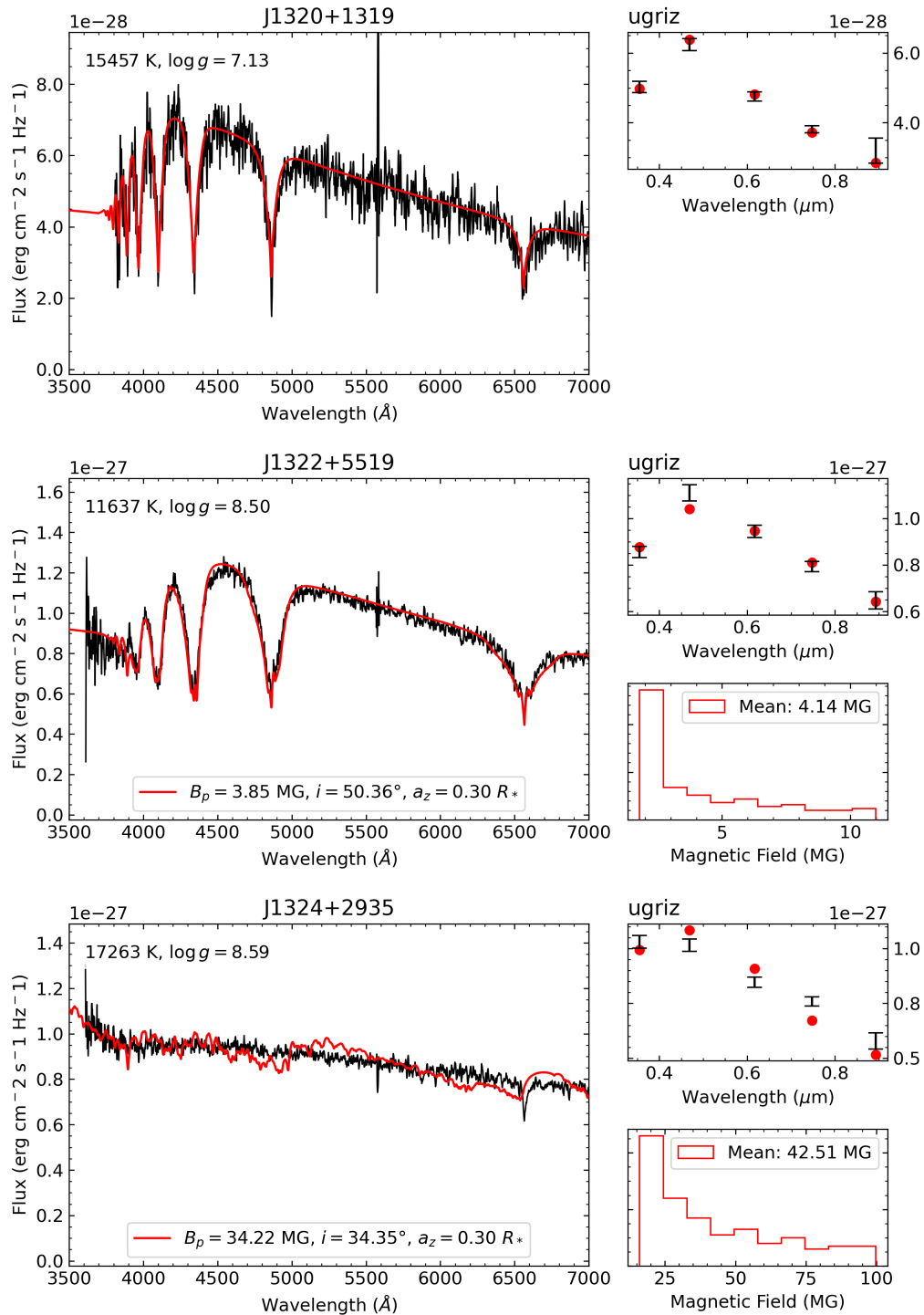


FIGURE A.1 (cont.)

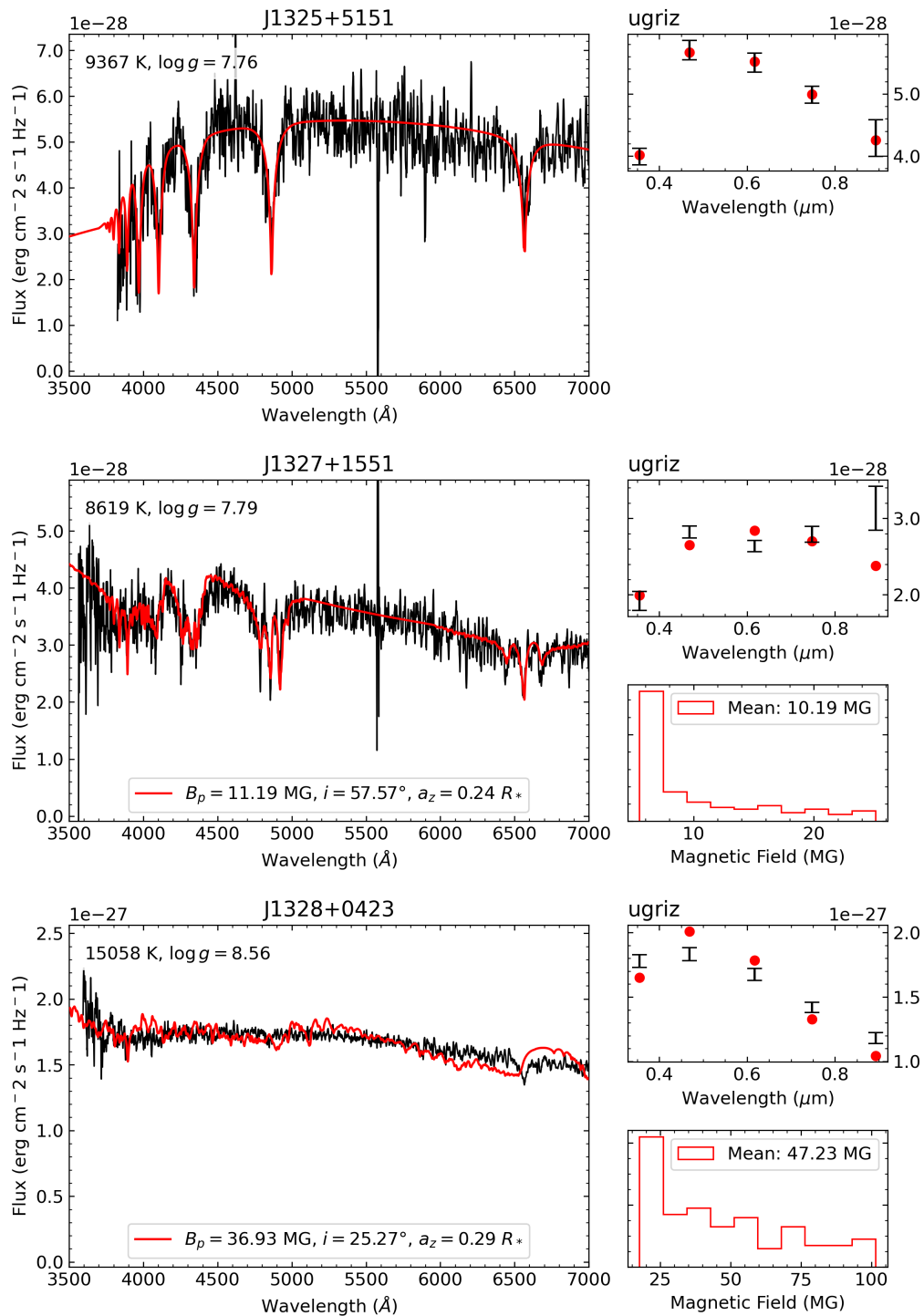


FIGURE A.1 (cont.)

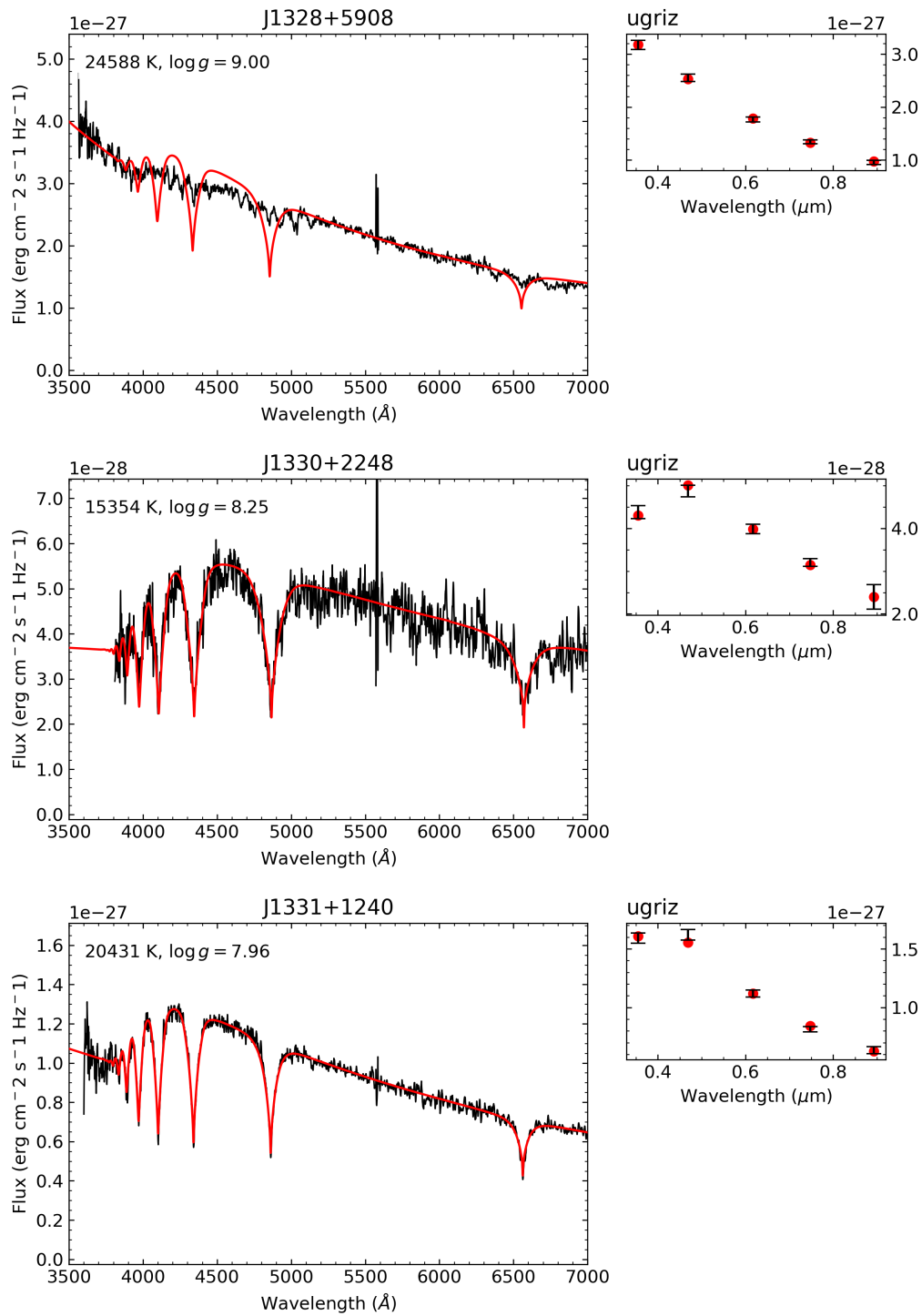


FIGURE A.1 (cont.)

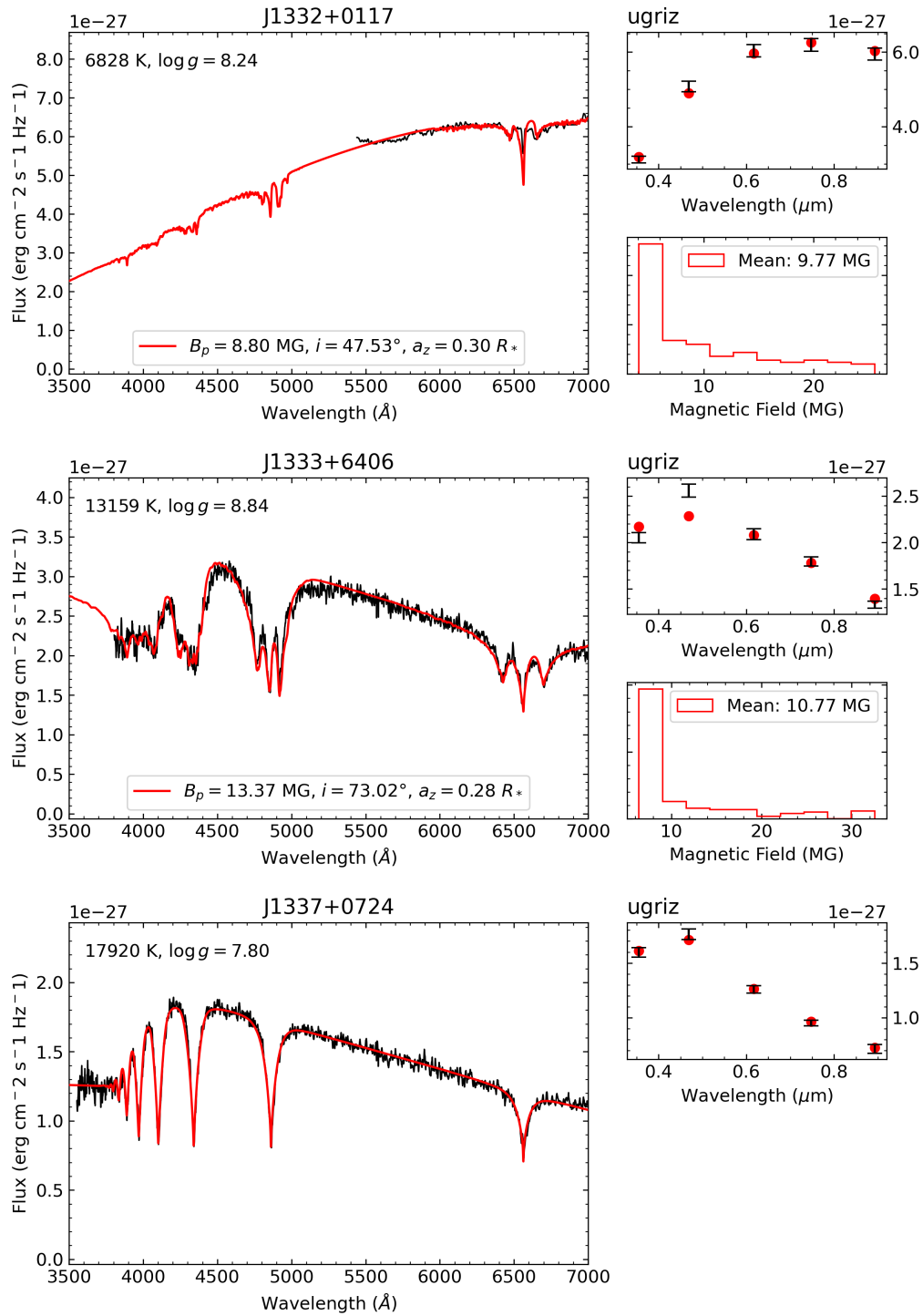


FIGURE A.1 (cont.)

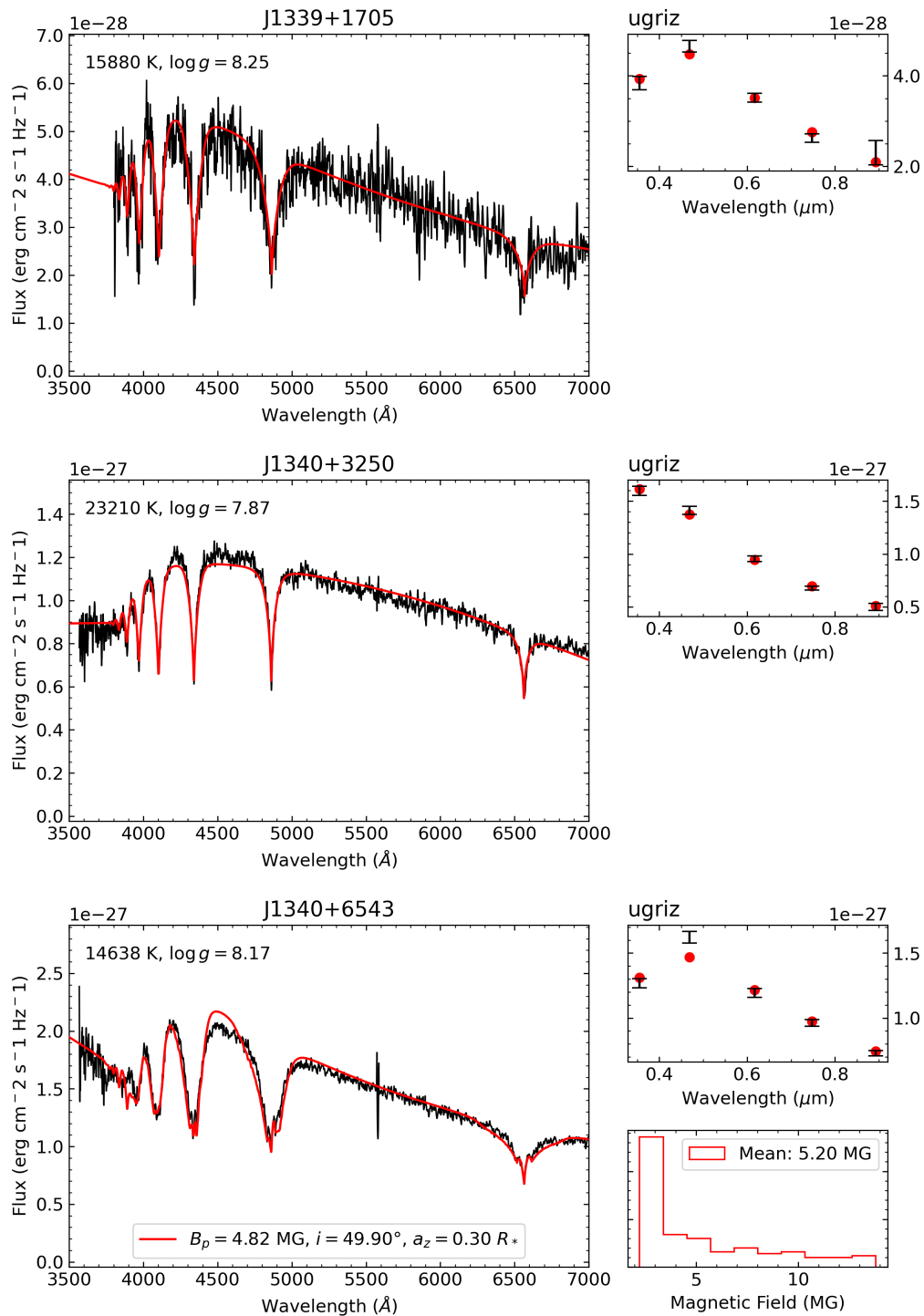


FIGURE A.1 (cont.)

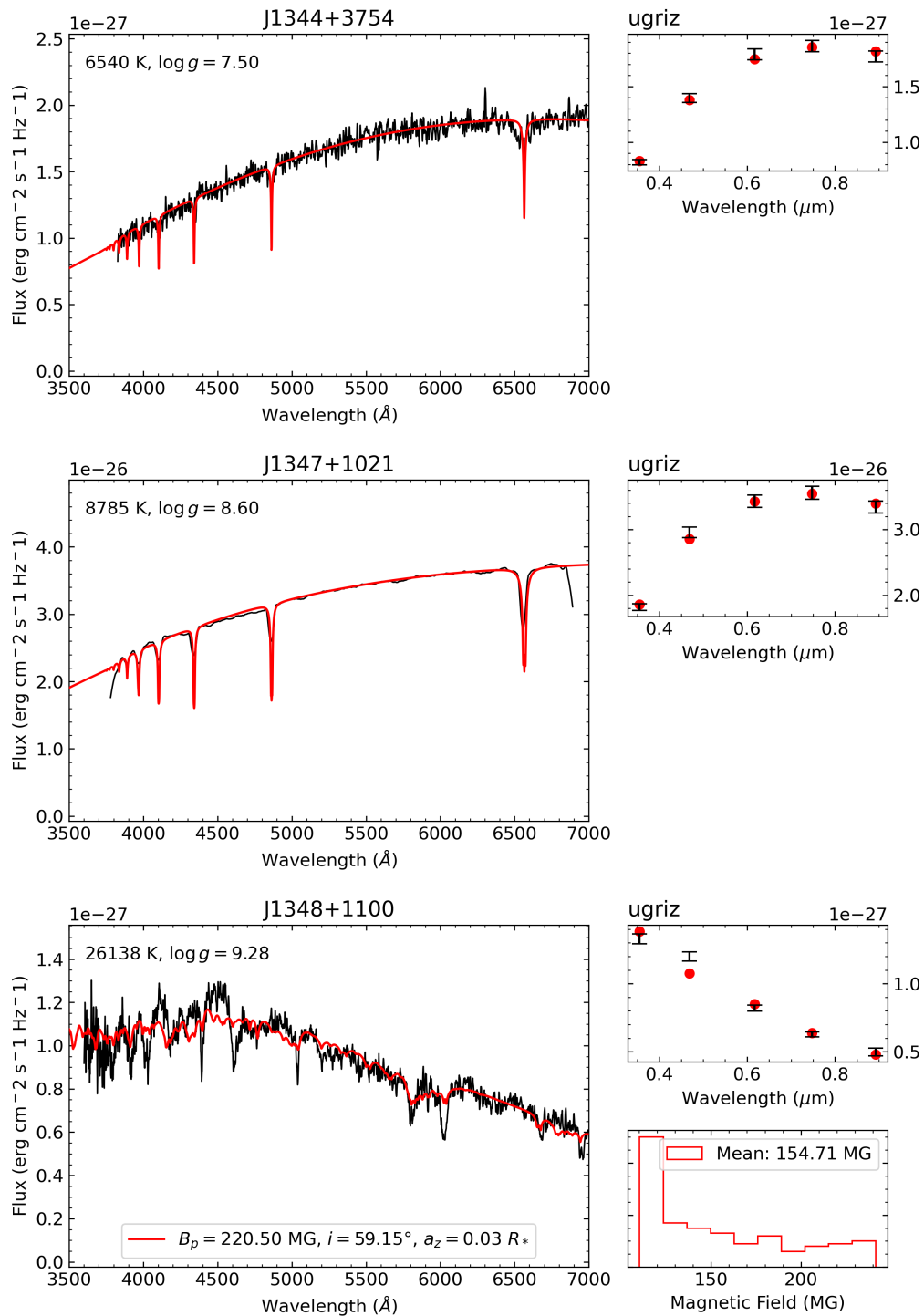


FIGURE A.1 (cont.)

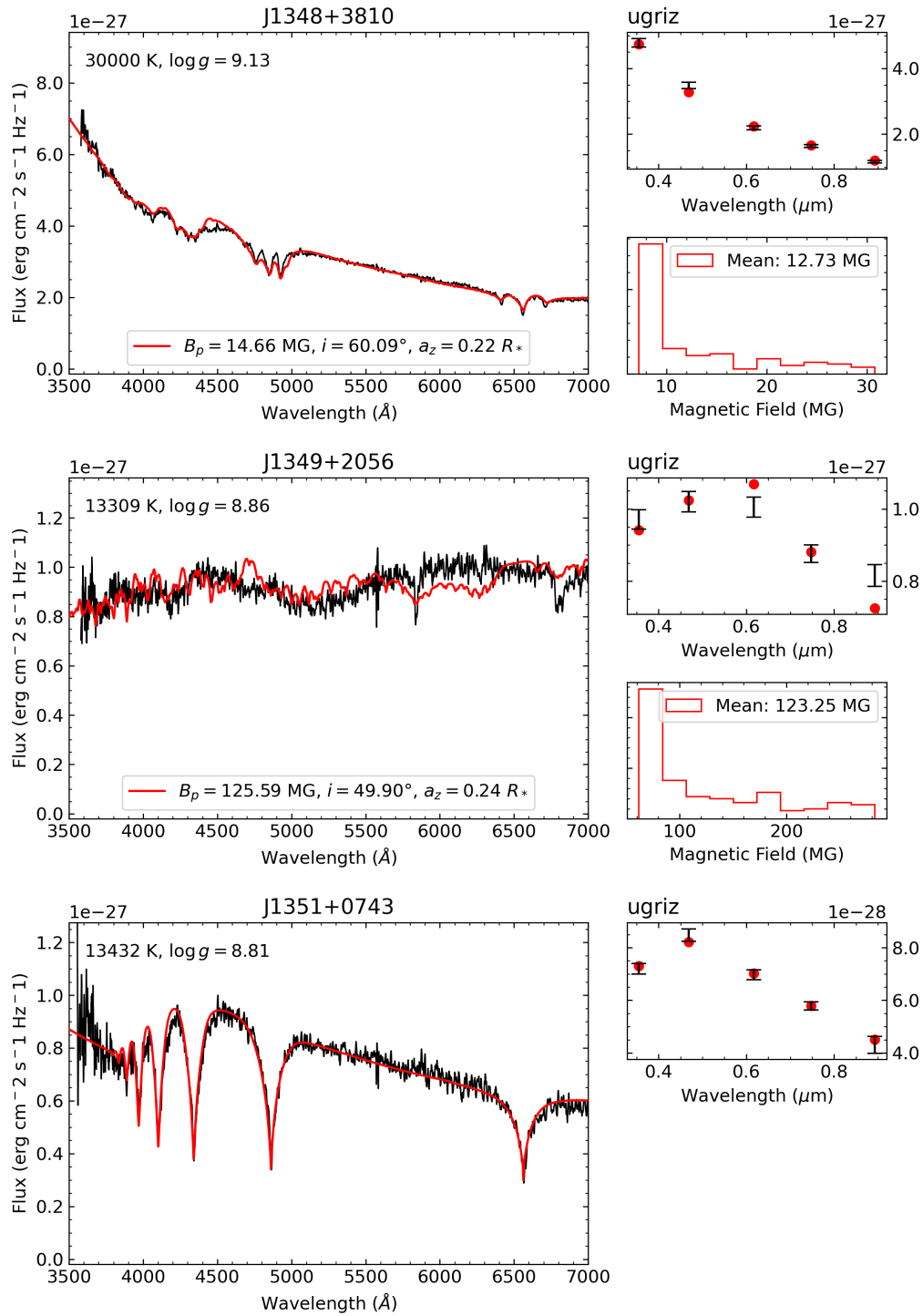


FIGURE A.1 (cont.)

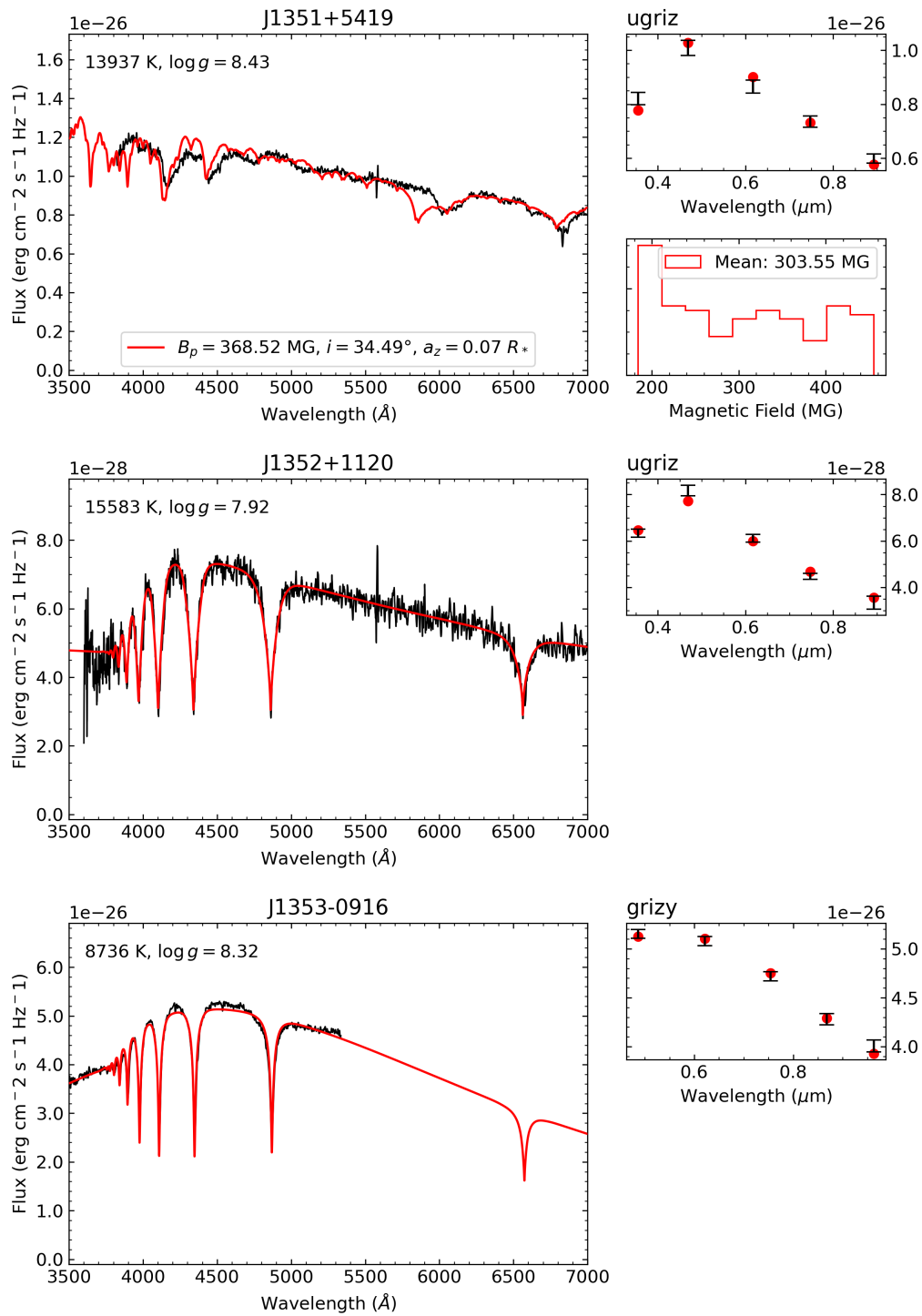


FIGURE A.1 (cont.)



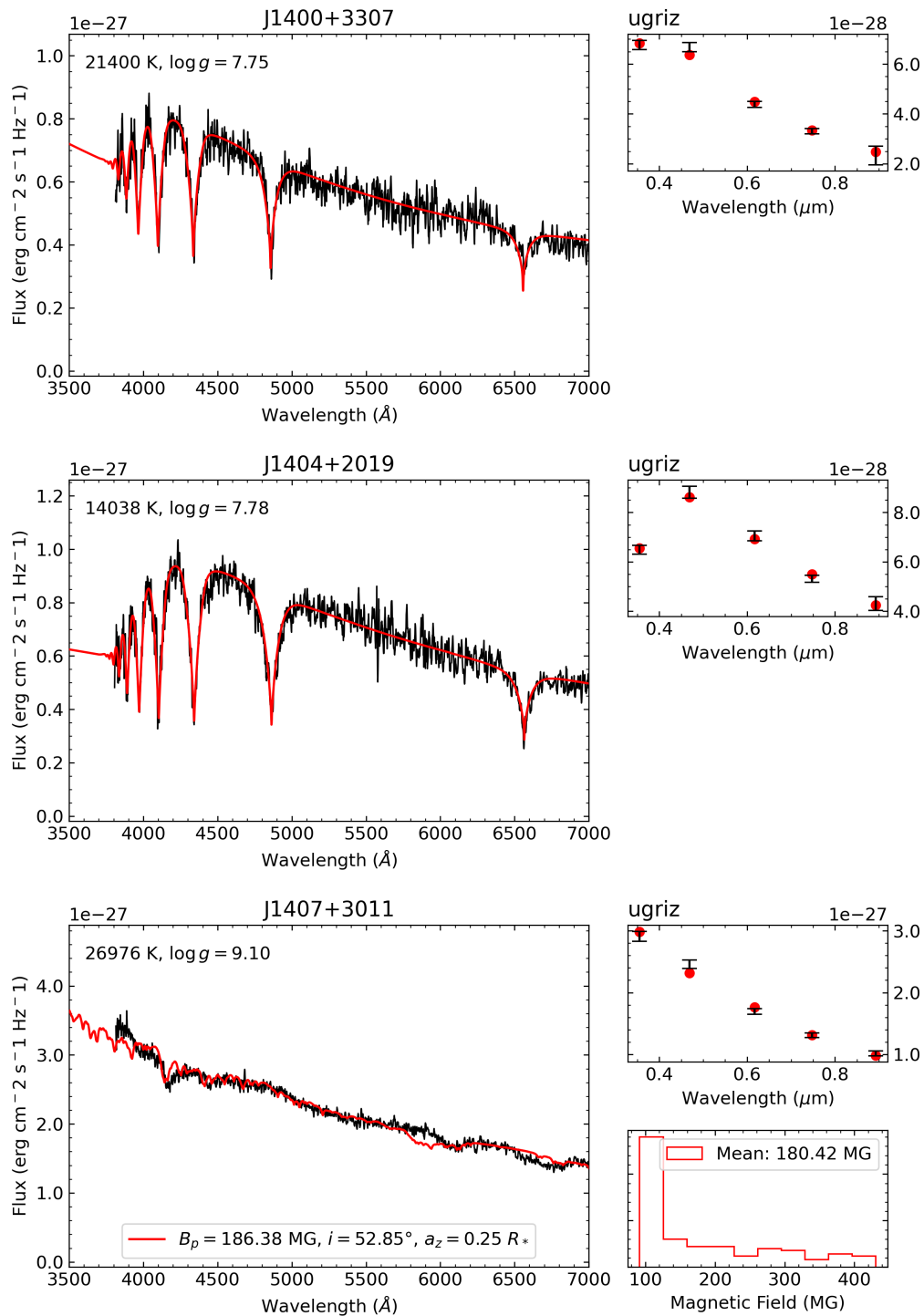


FIGURE A.1 (cont.)

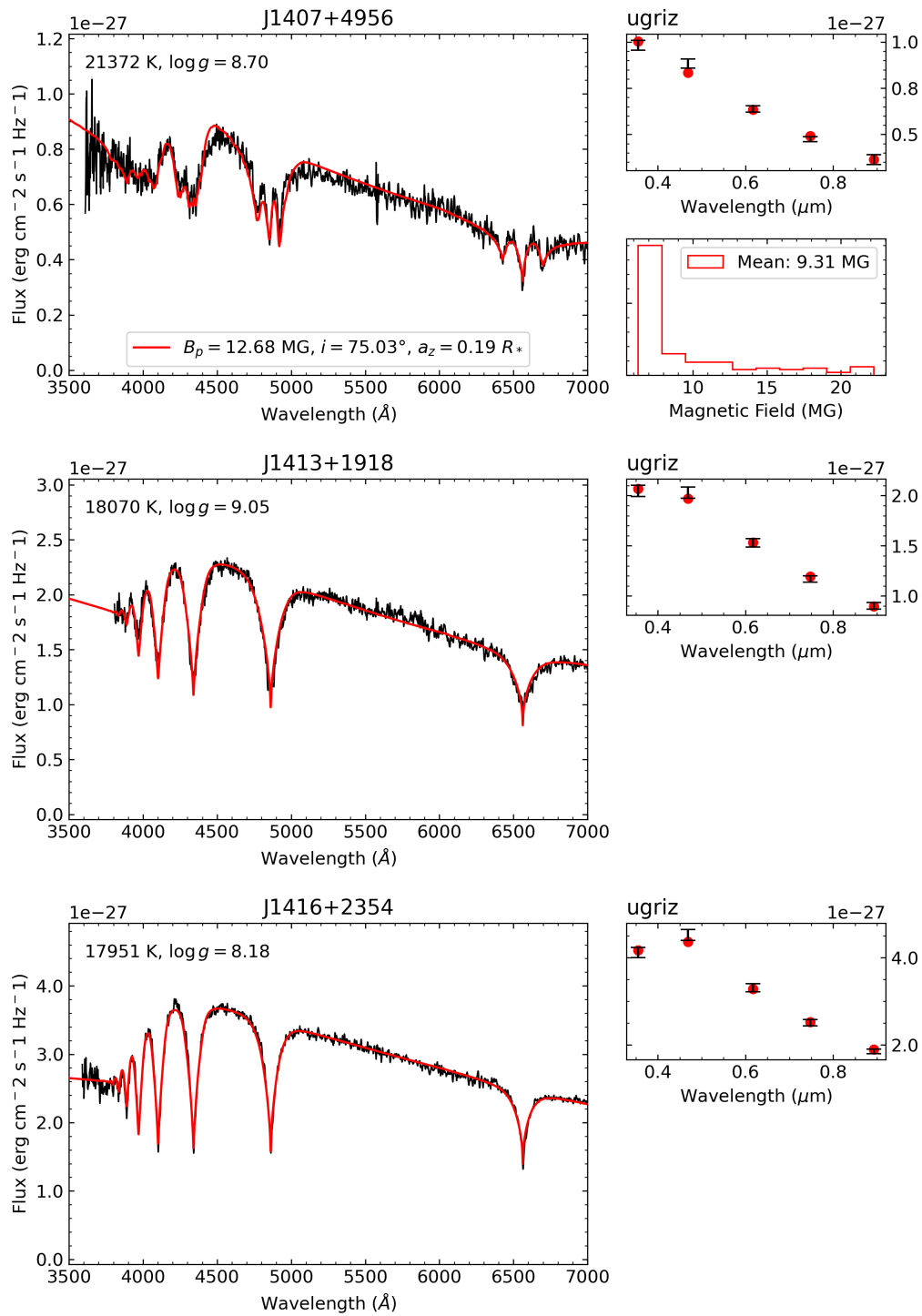


FIGURE A.1 (cont.)

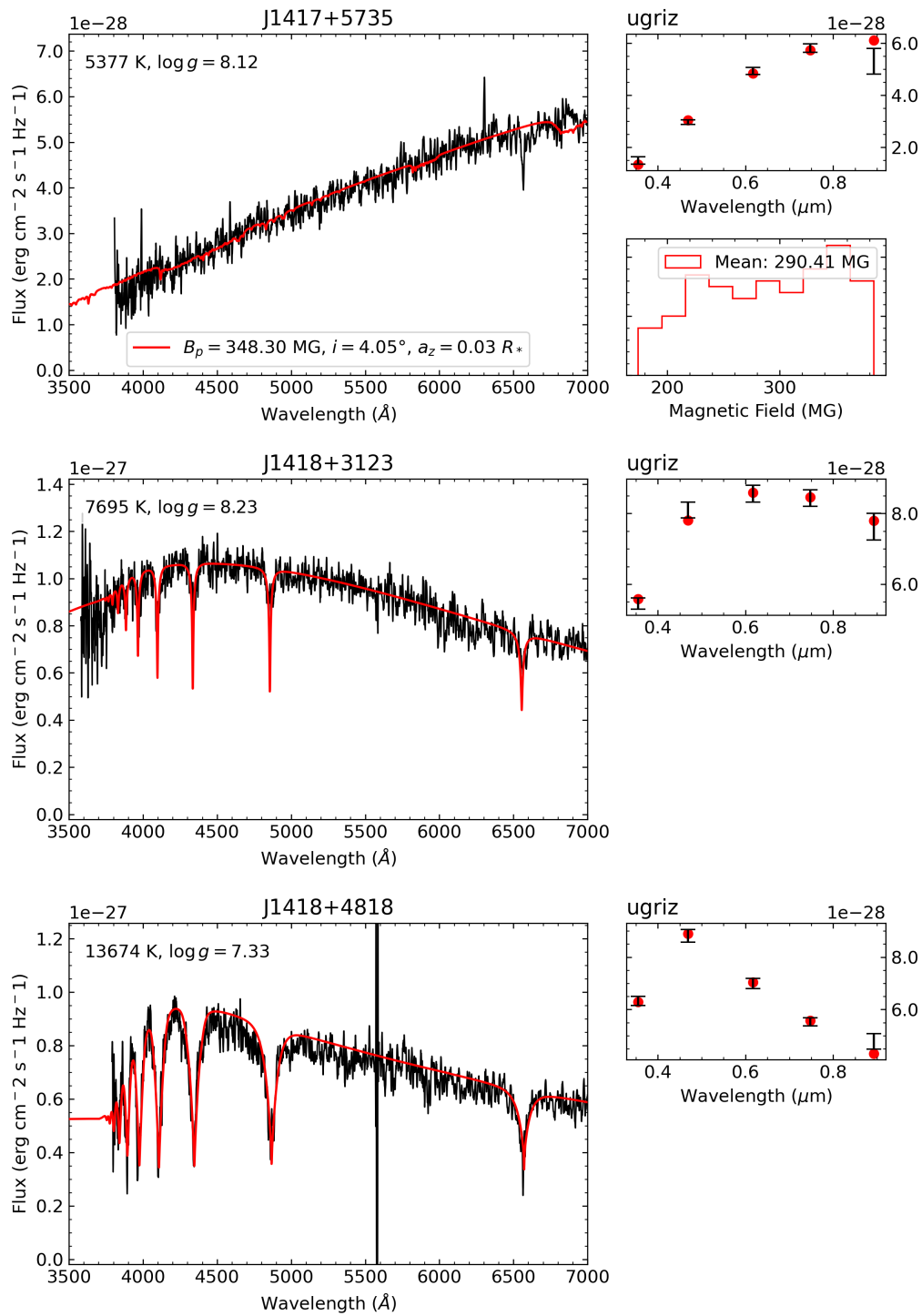


FIGURE A.1 (cont.)

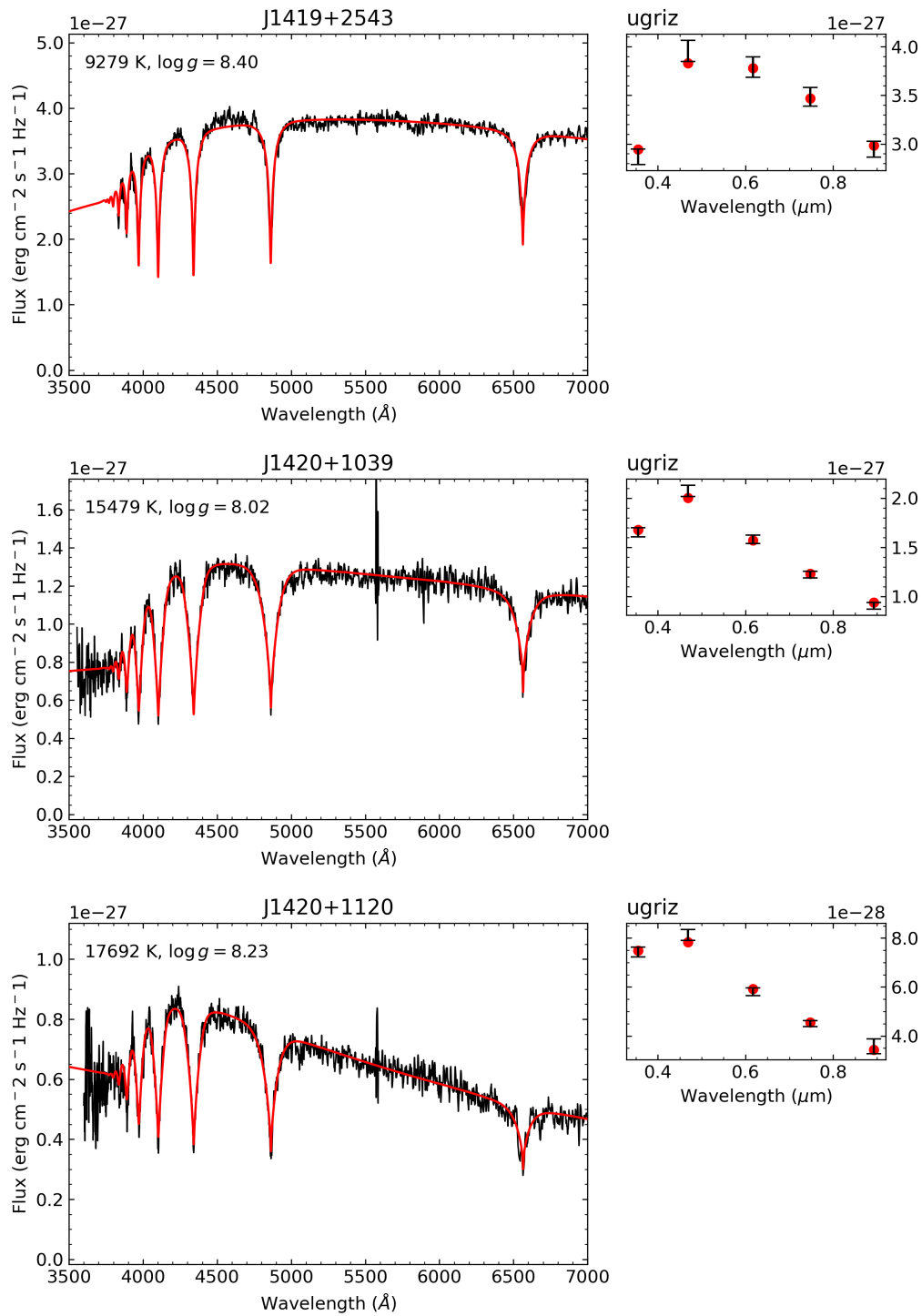


FIGURE A.1 (cont.)

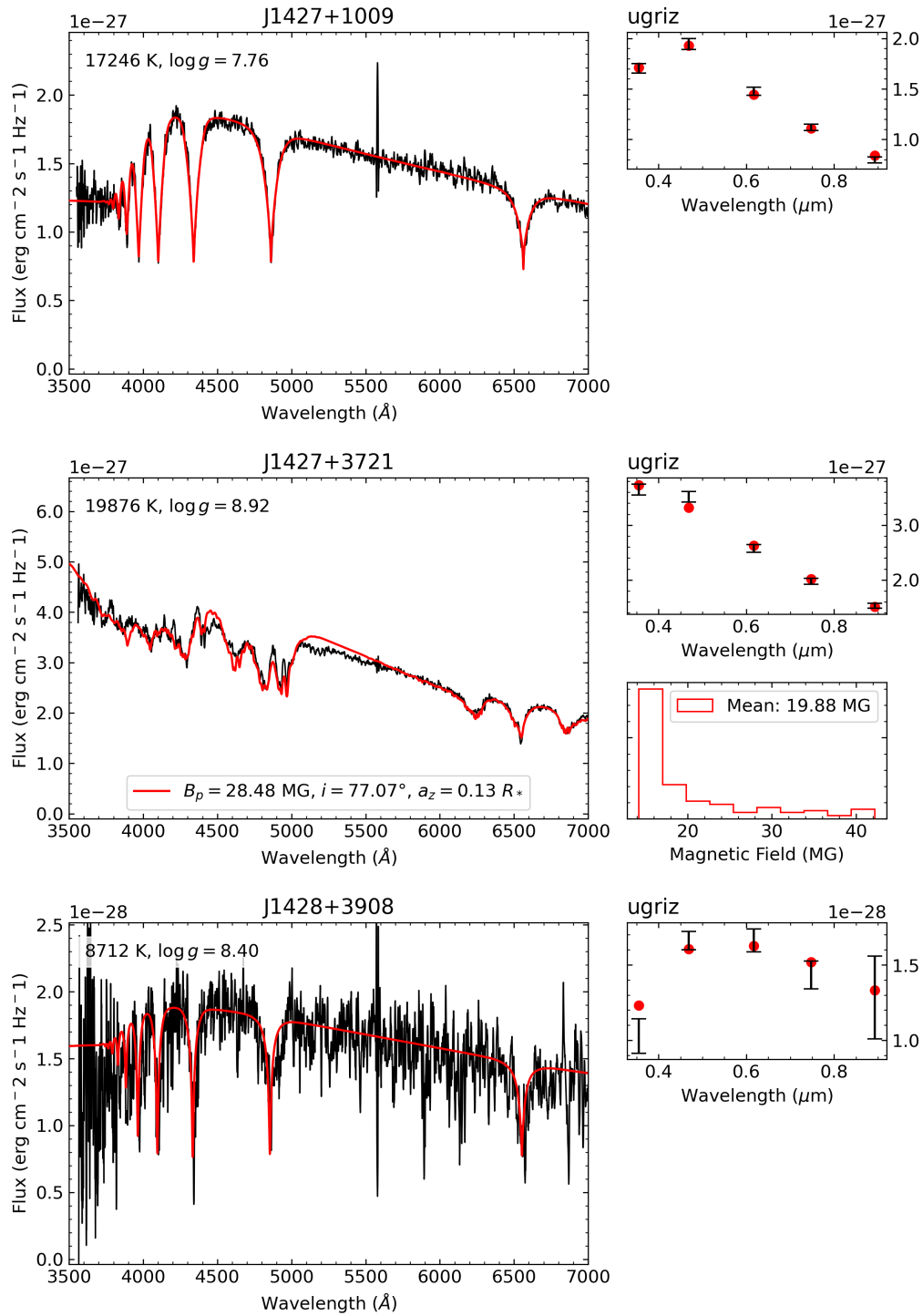


FIGURE A.1 (cont.)

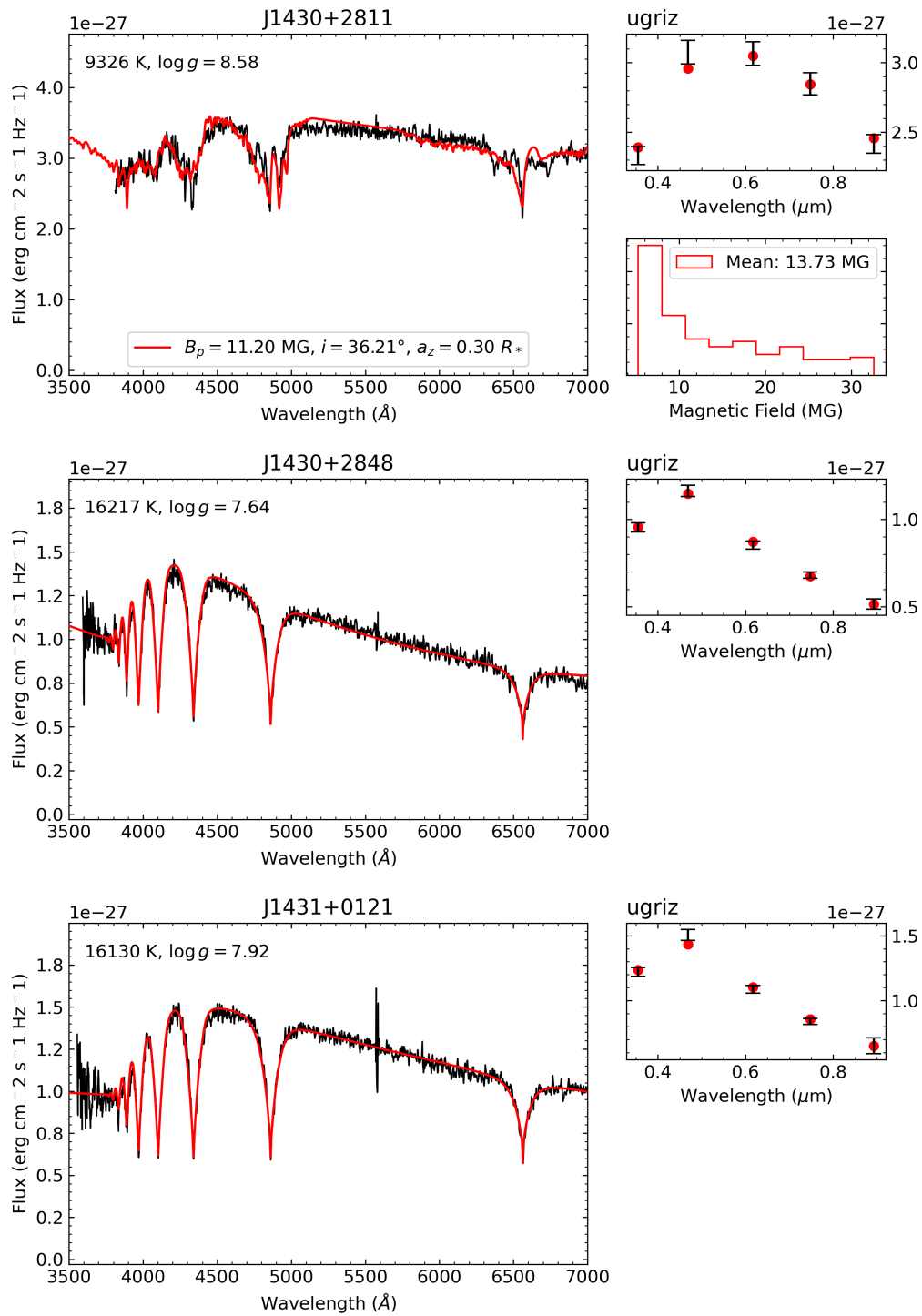


FIGURE A.1 (cont.)

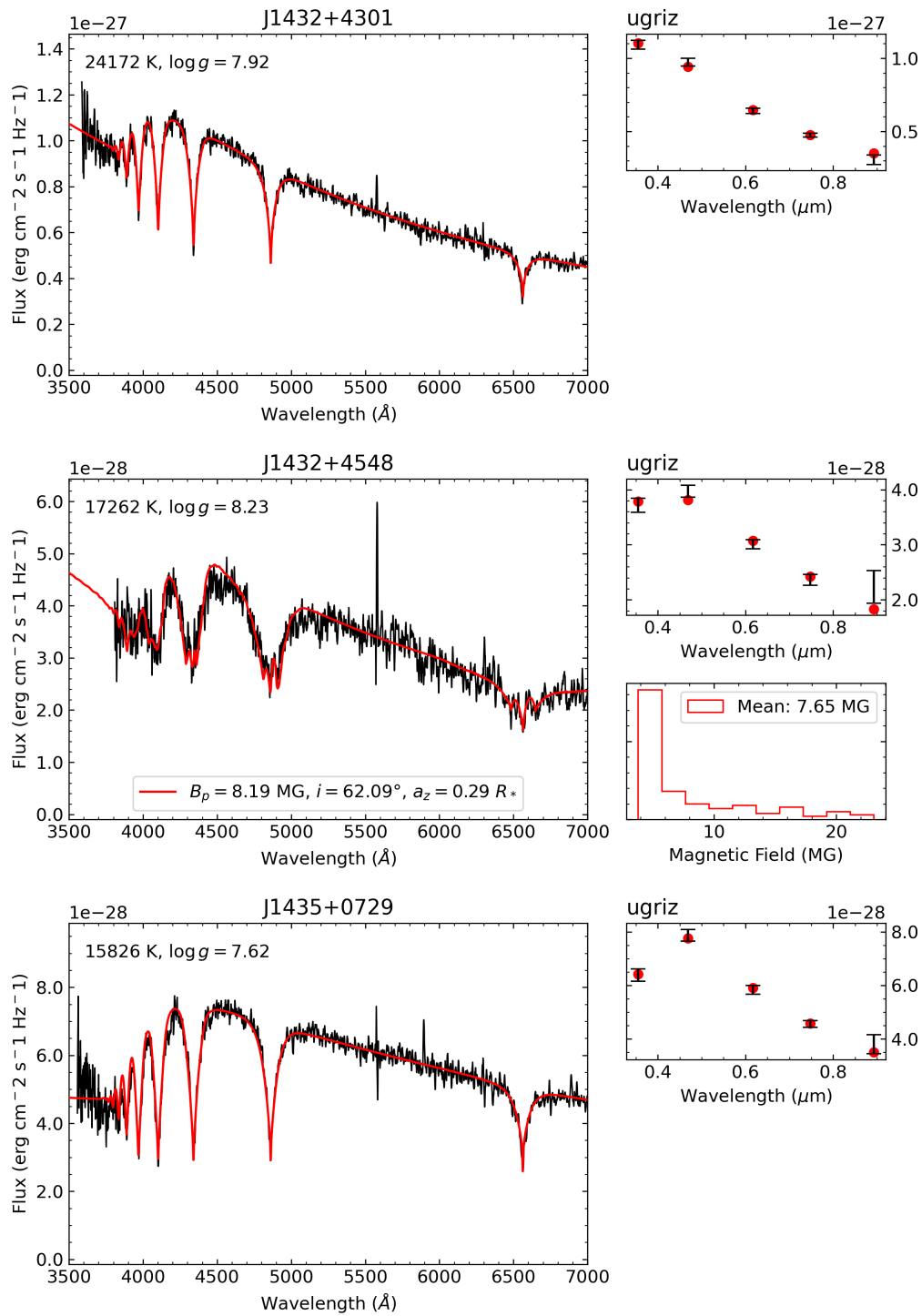


FIGURE A.1 (cont.)

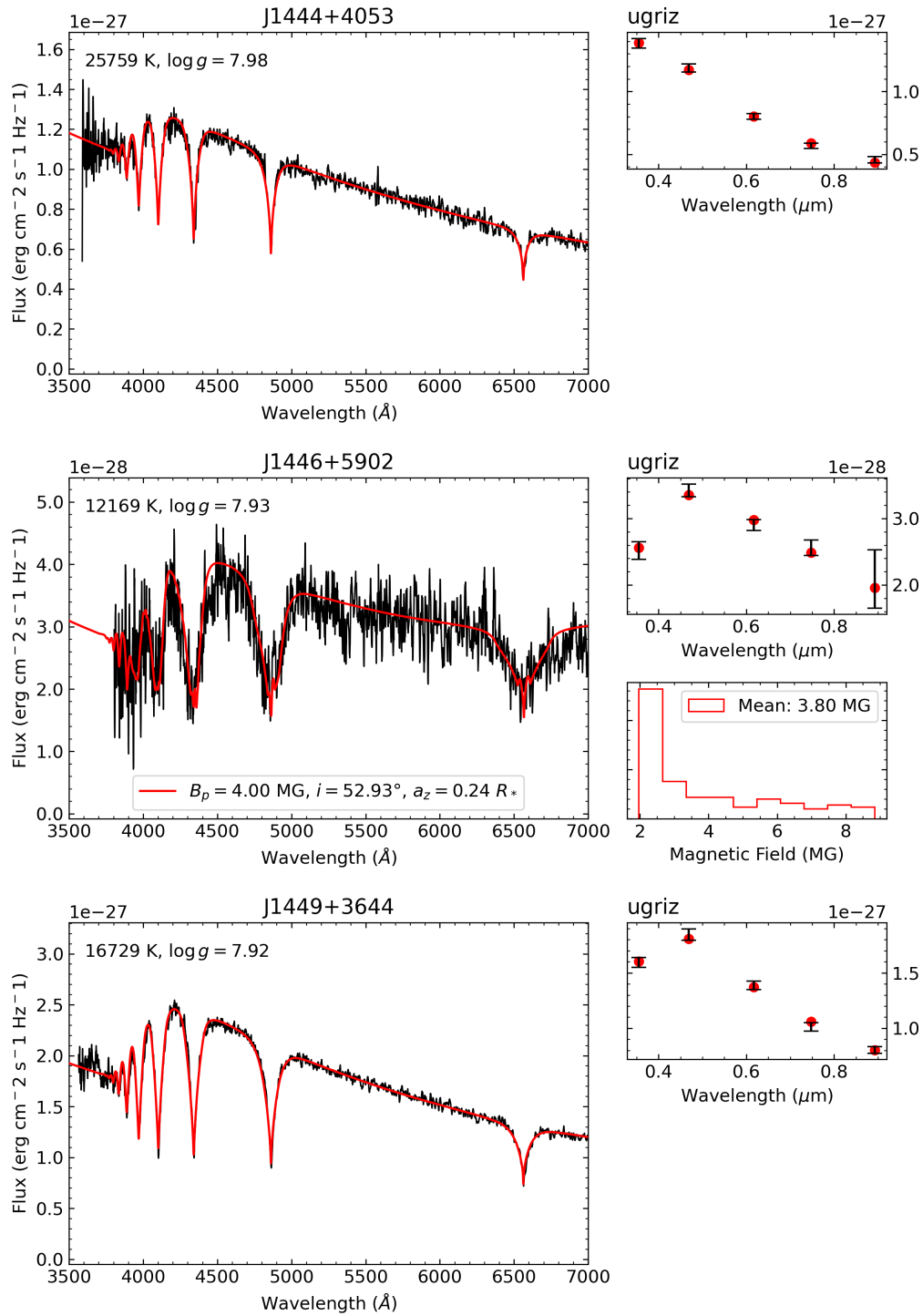


FIGURE A.1 (cont.)



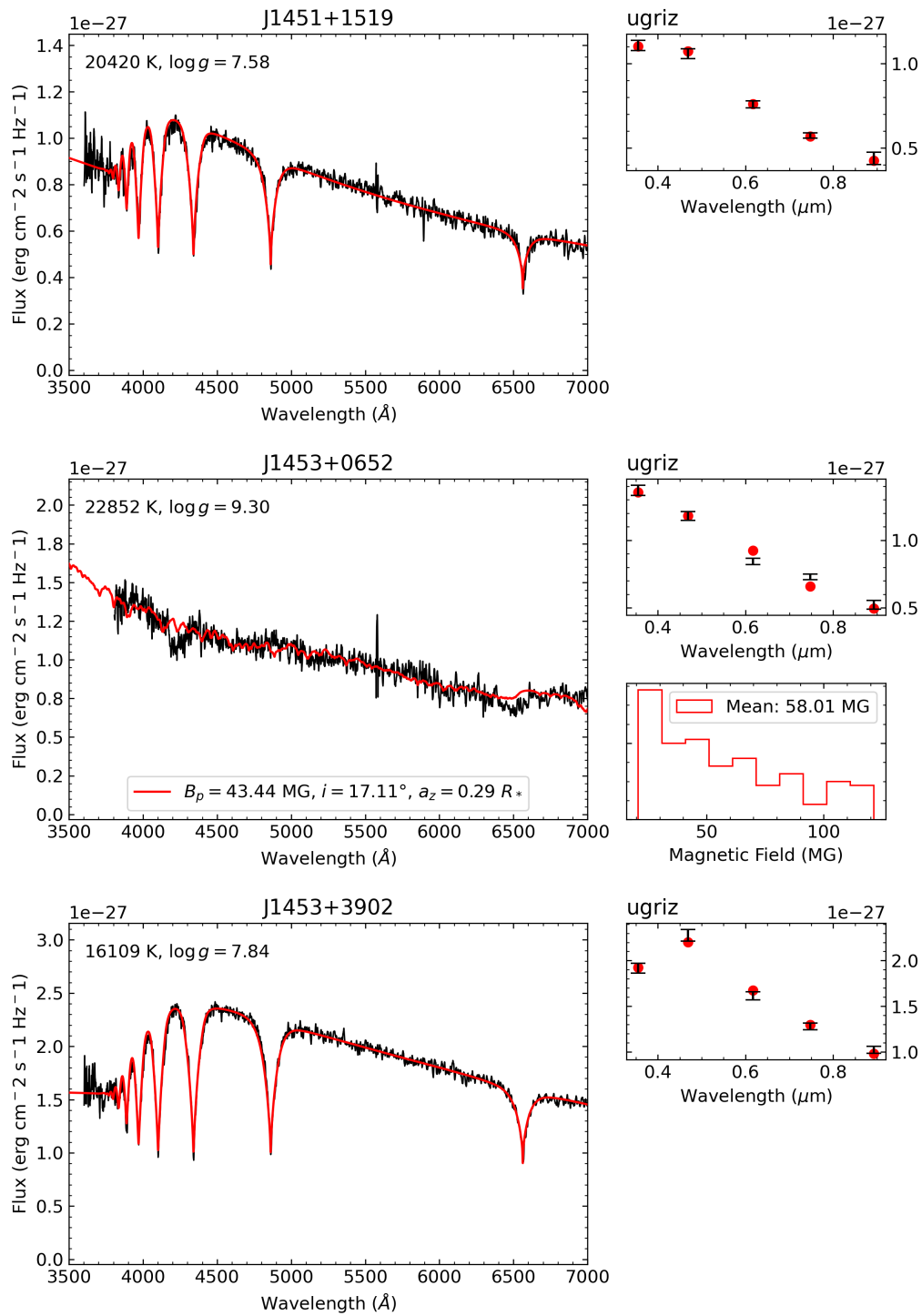


FIGURE A.1 (cont.)

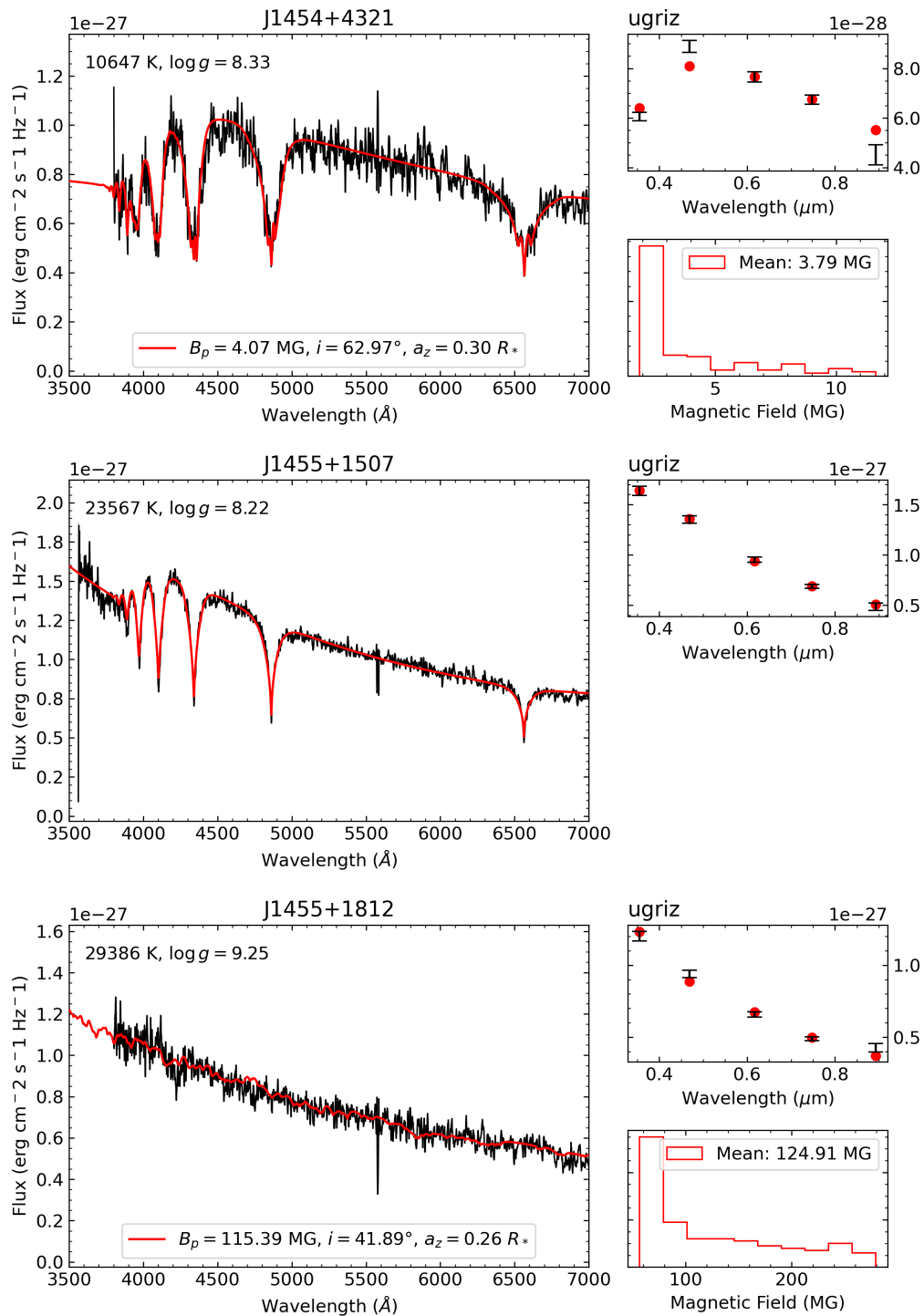


FIGURE A.1 (cont.)

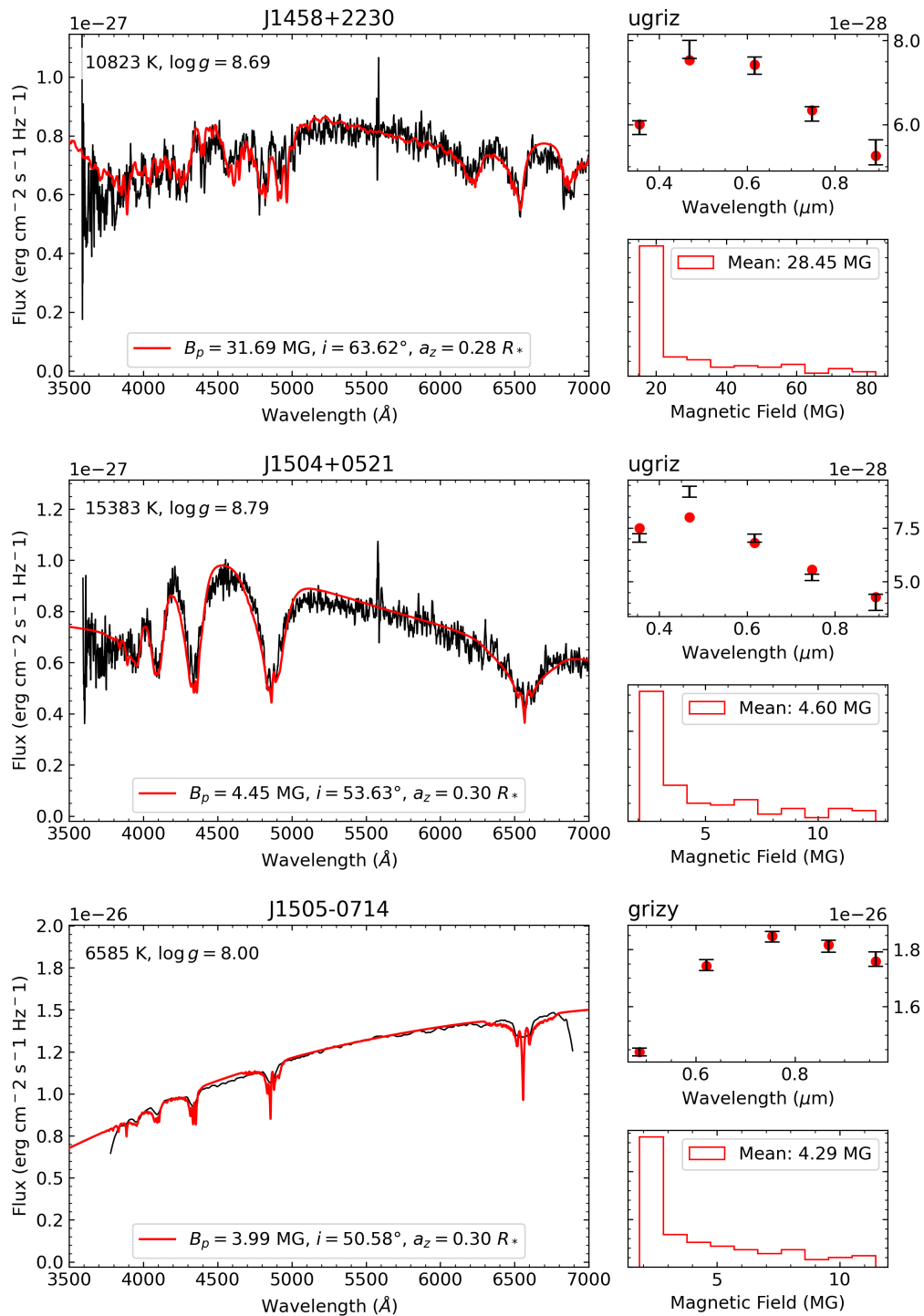


FIGURE A.1 (cont.)

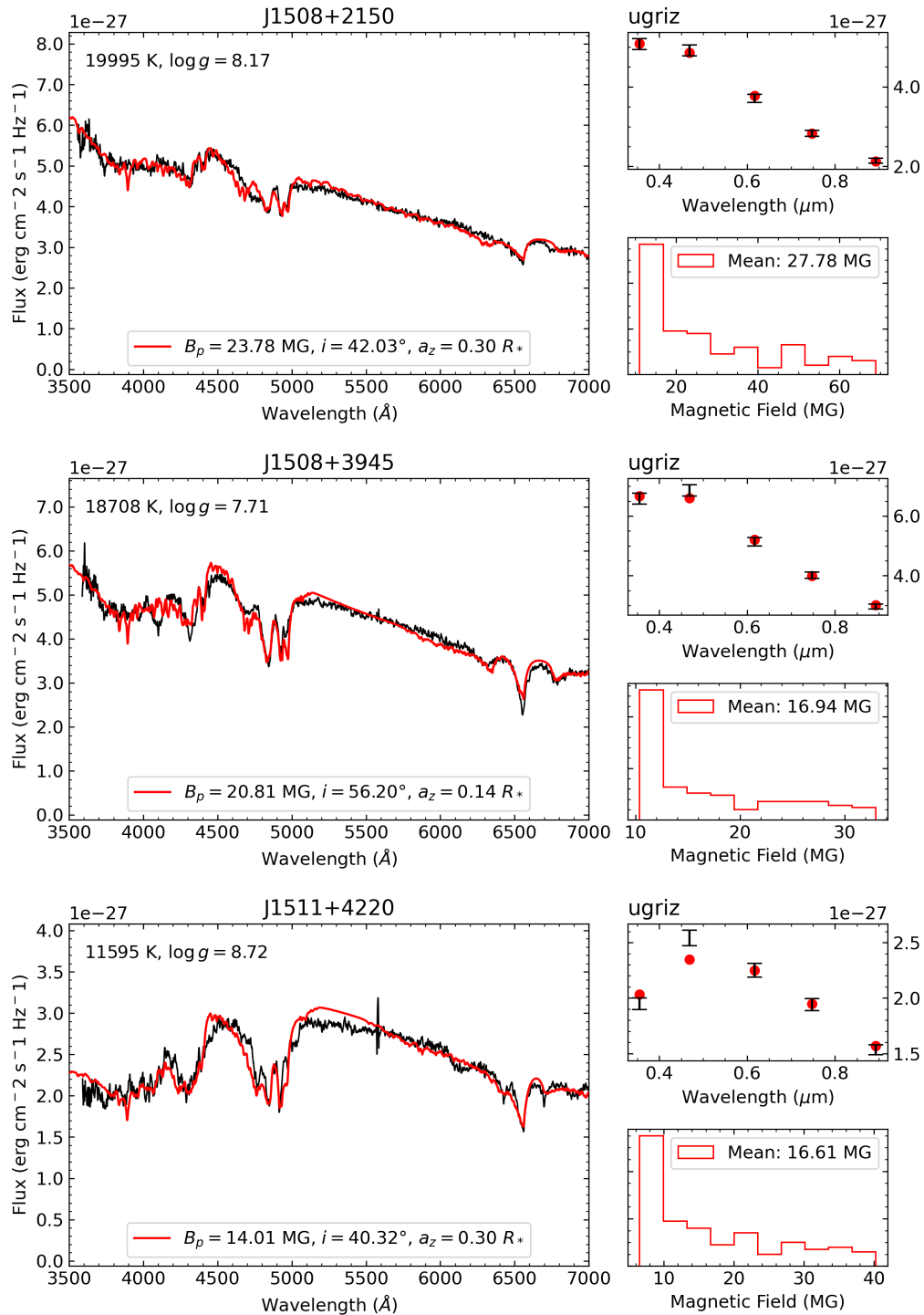


FIGURE A.1 (cont.)

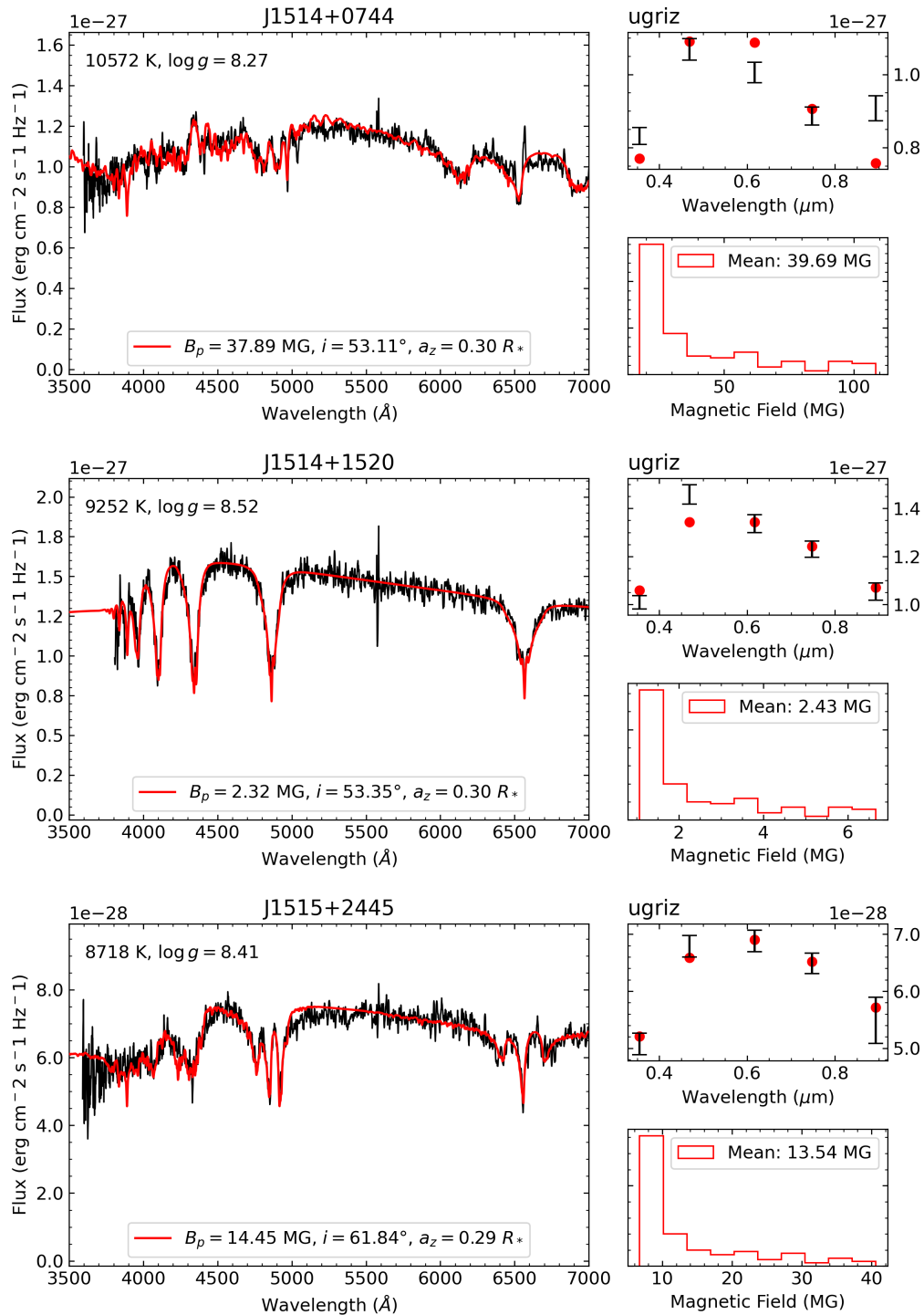


FIGURE A.1 (cont.)

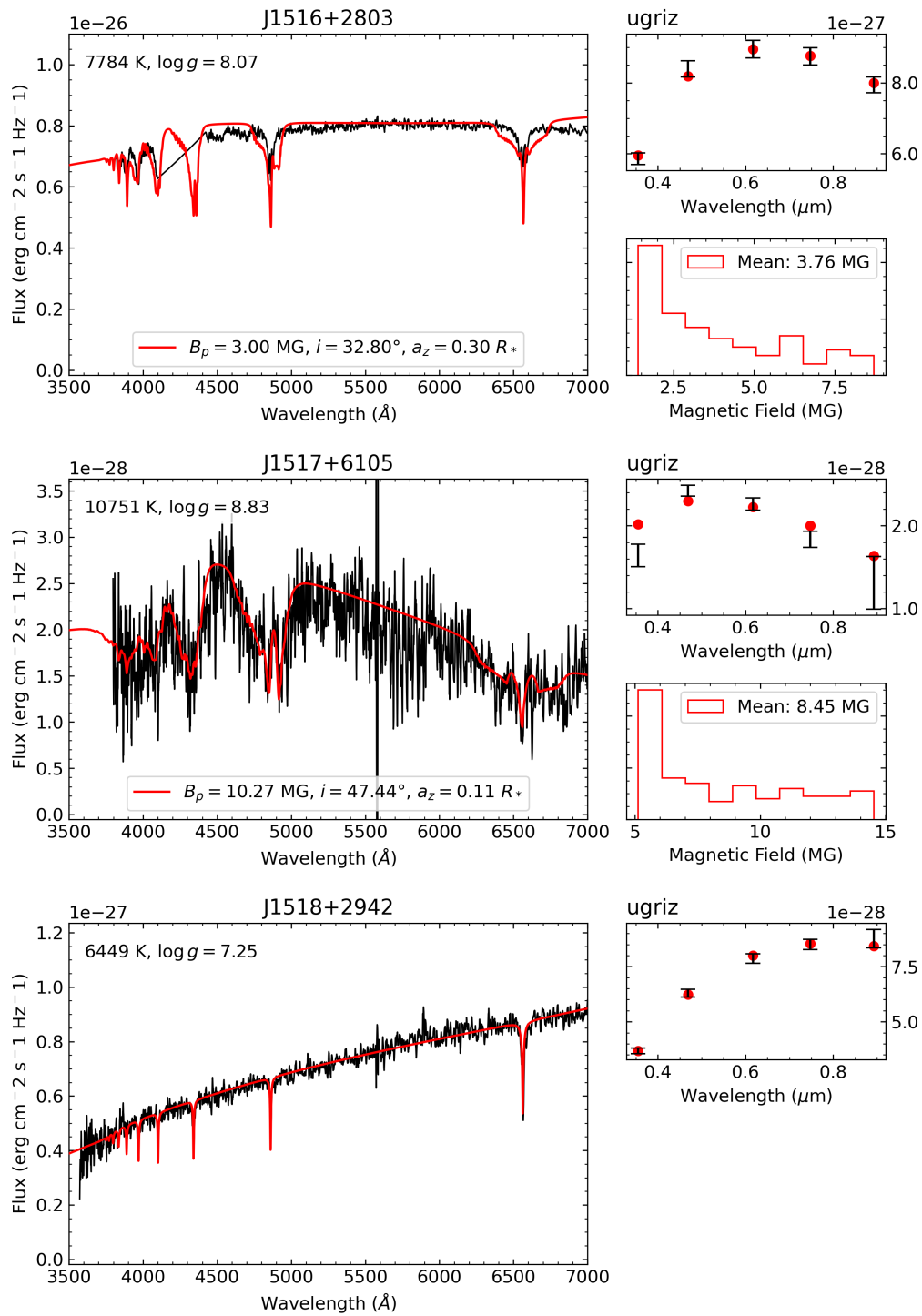


FIGURE A.1 (cont.)

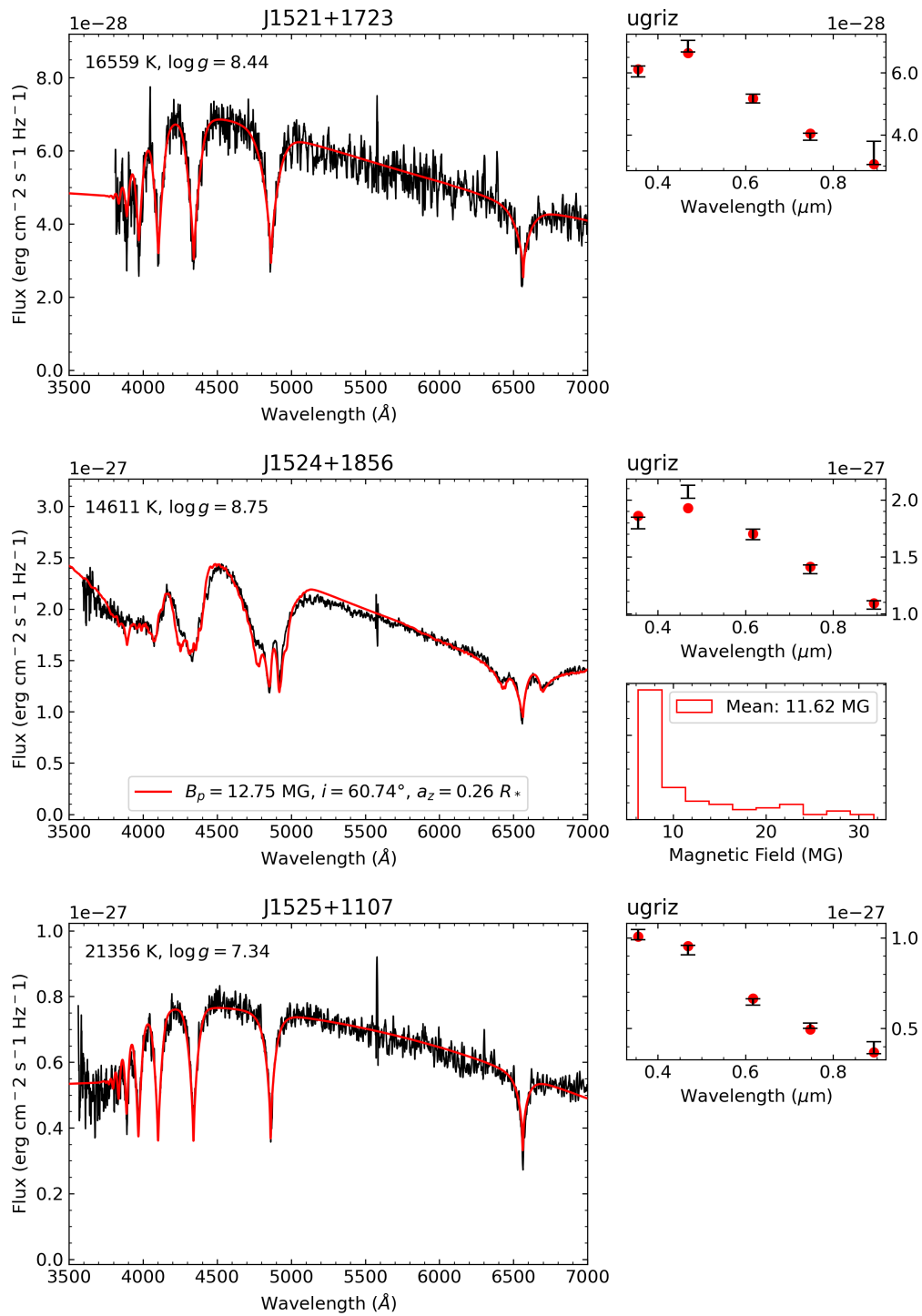


FIGURE A.1 (cont.)

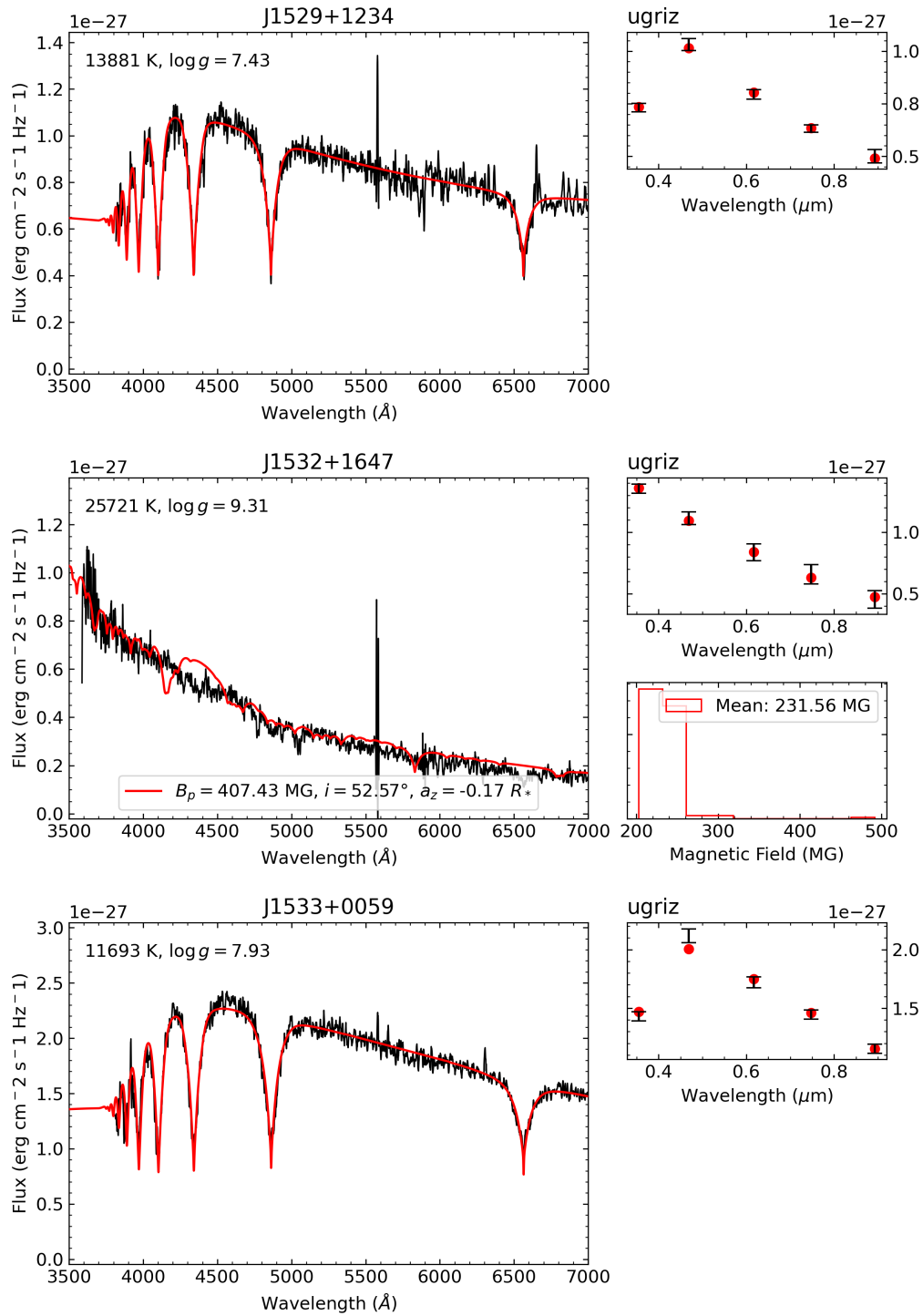


FIGURE A.1 (cont.)



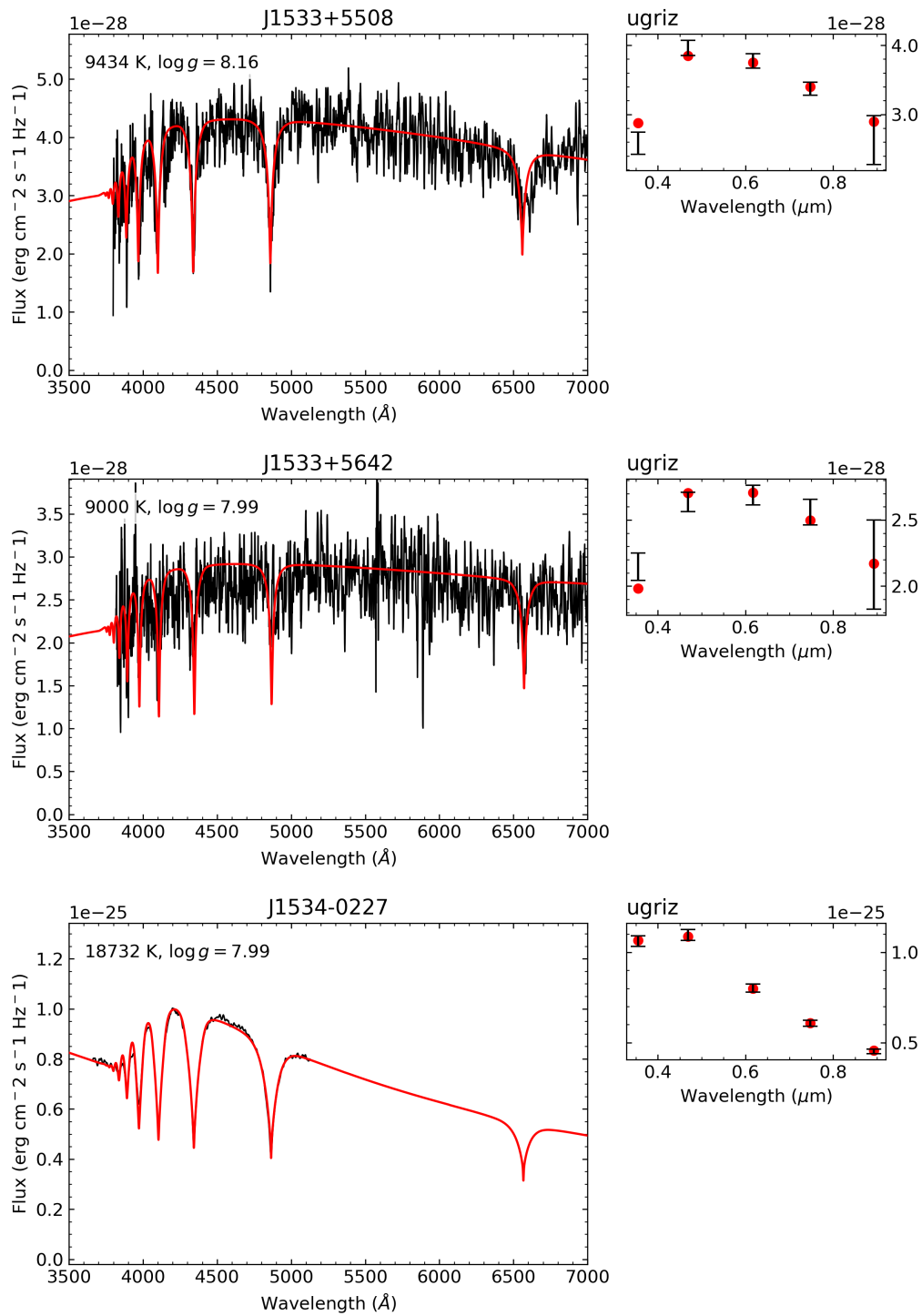


FIGURE A.1 (cont.)

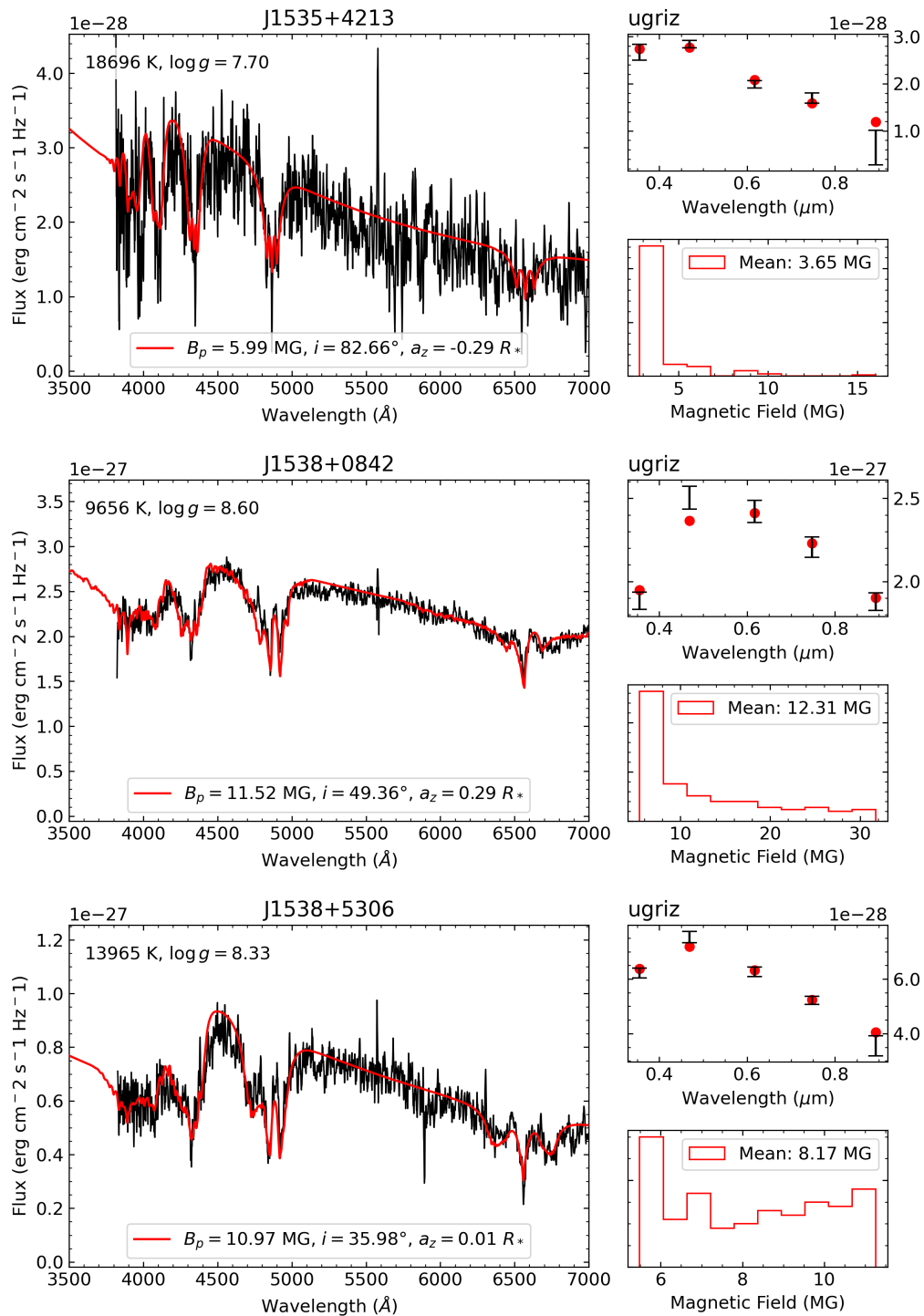


FIGURE A.1 (cont.)

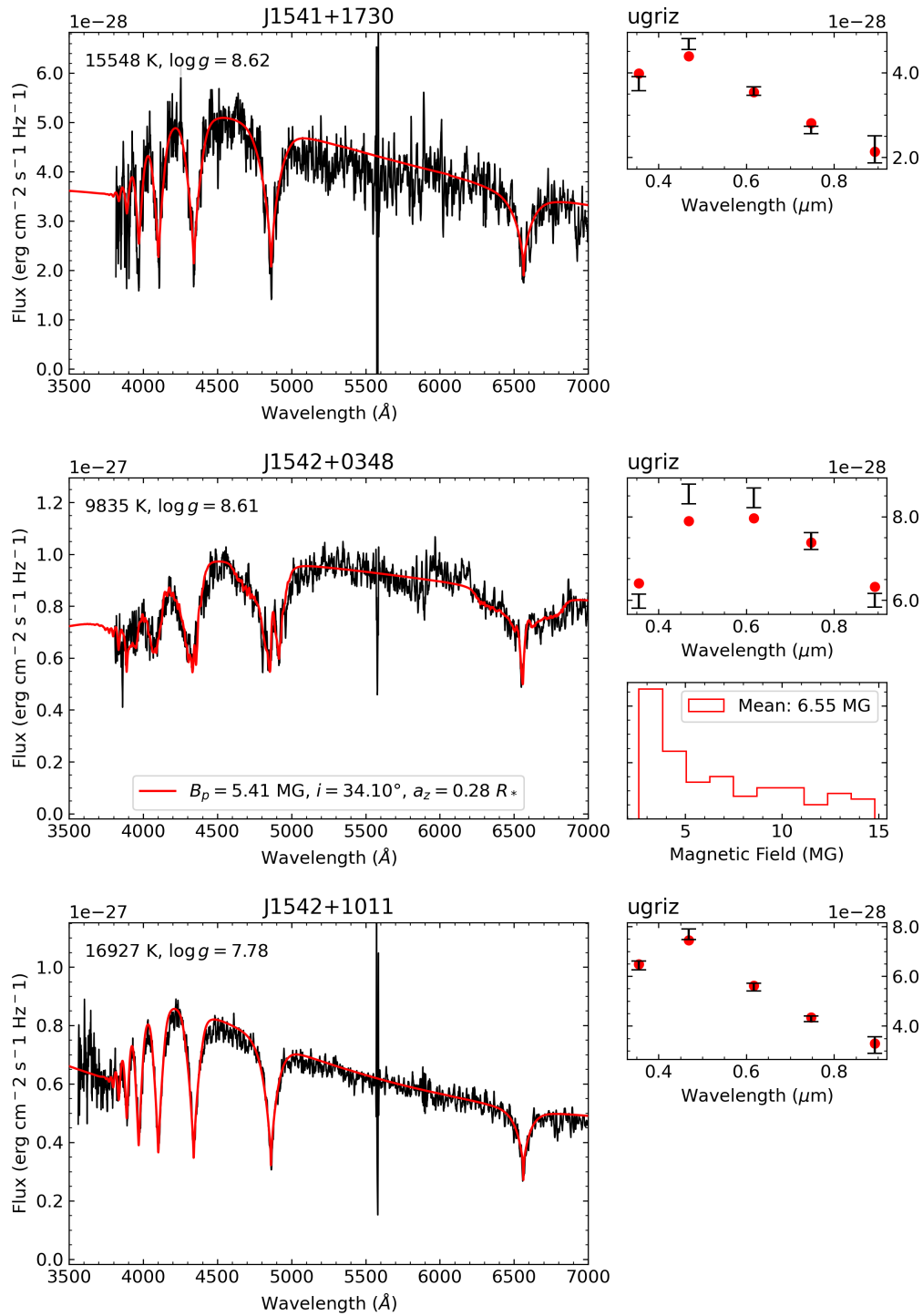


FIGURE A.1 (cont.)

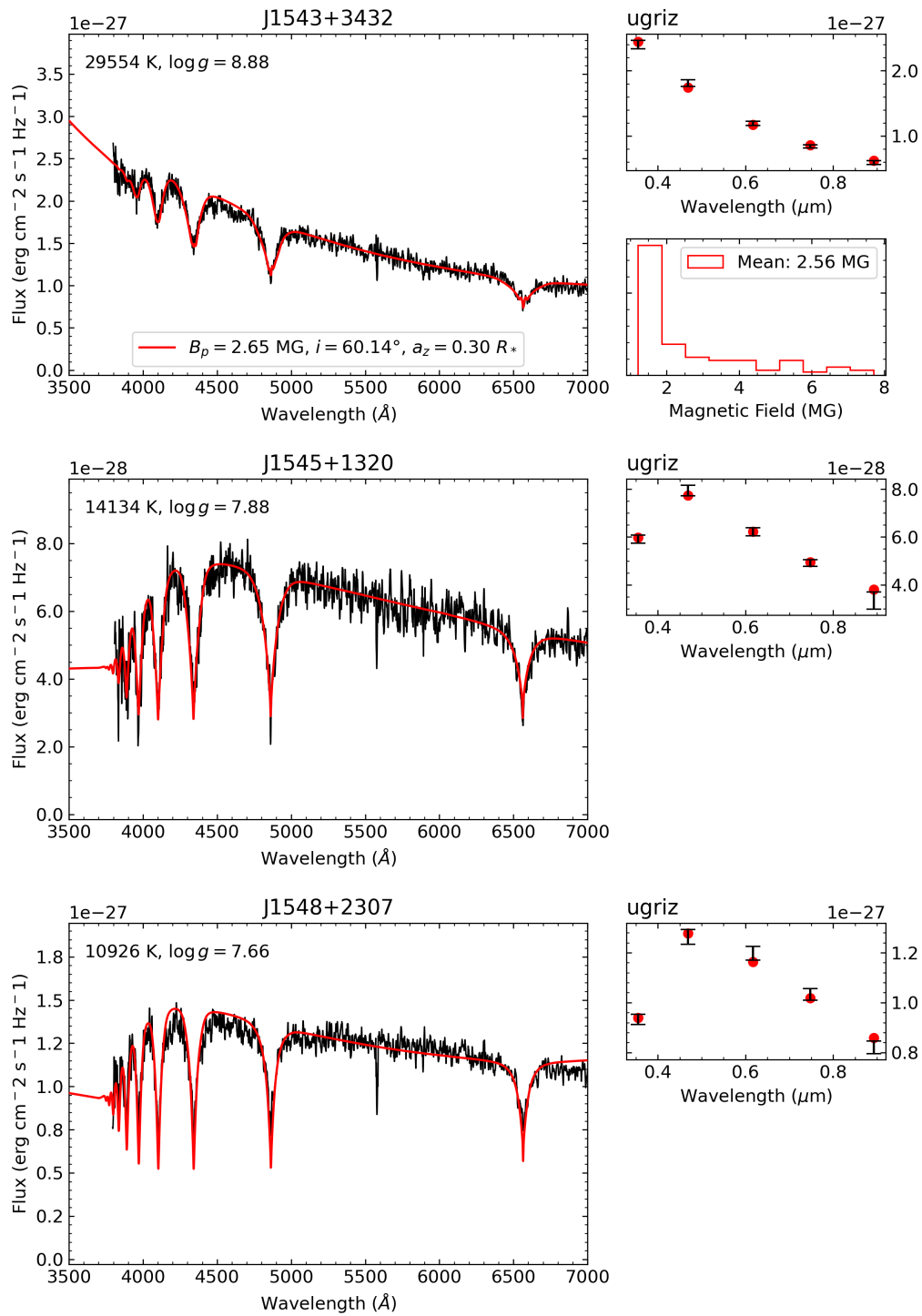


FIGURE A.1 (cont.)

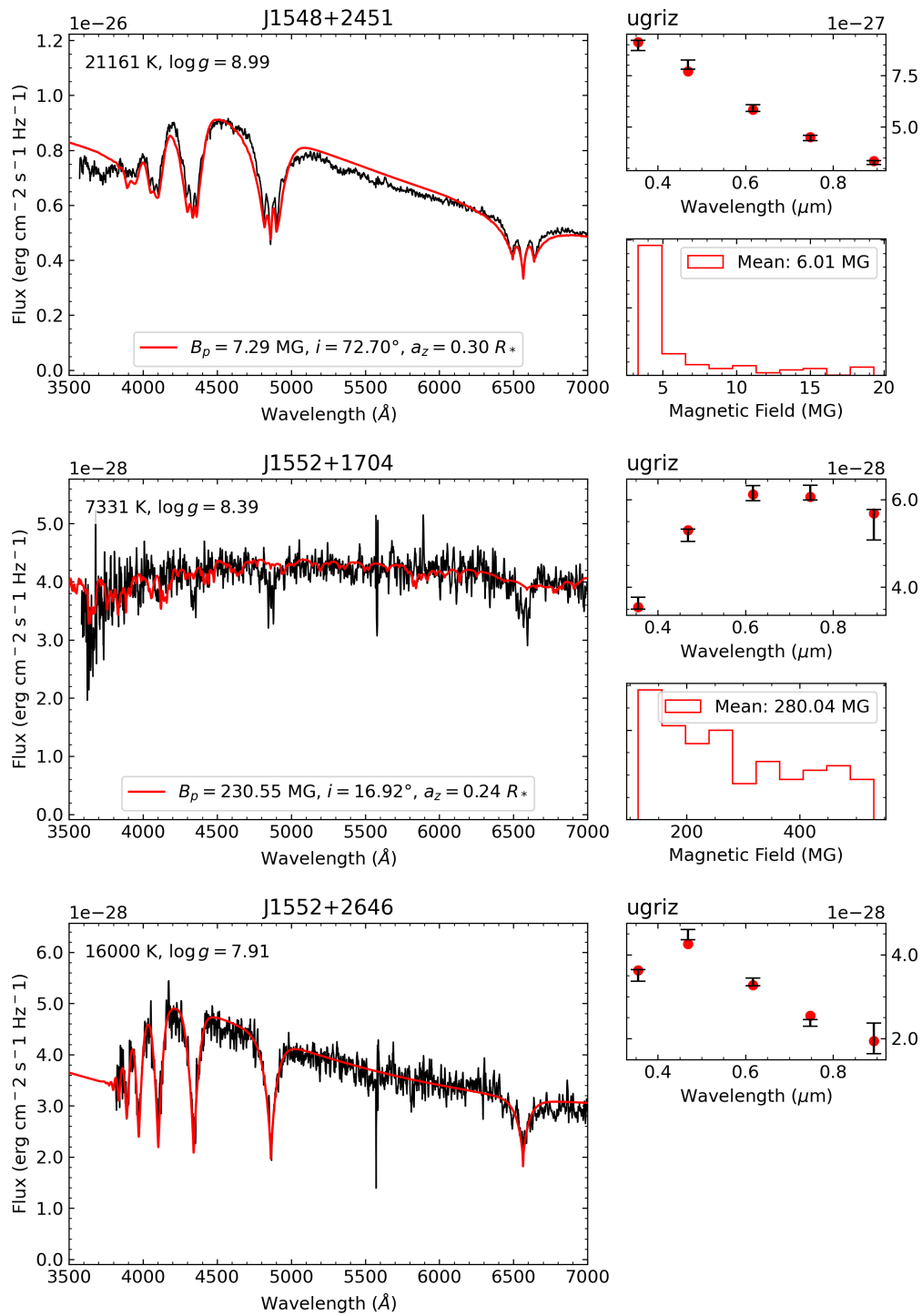


FIGURE A.1 (cont.)

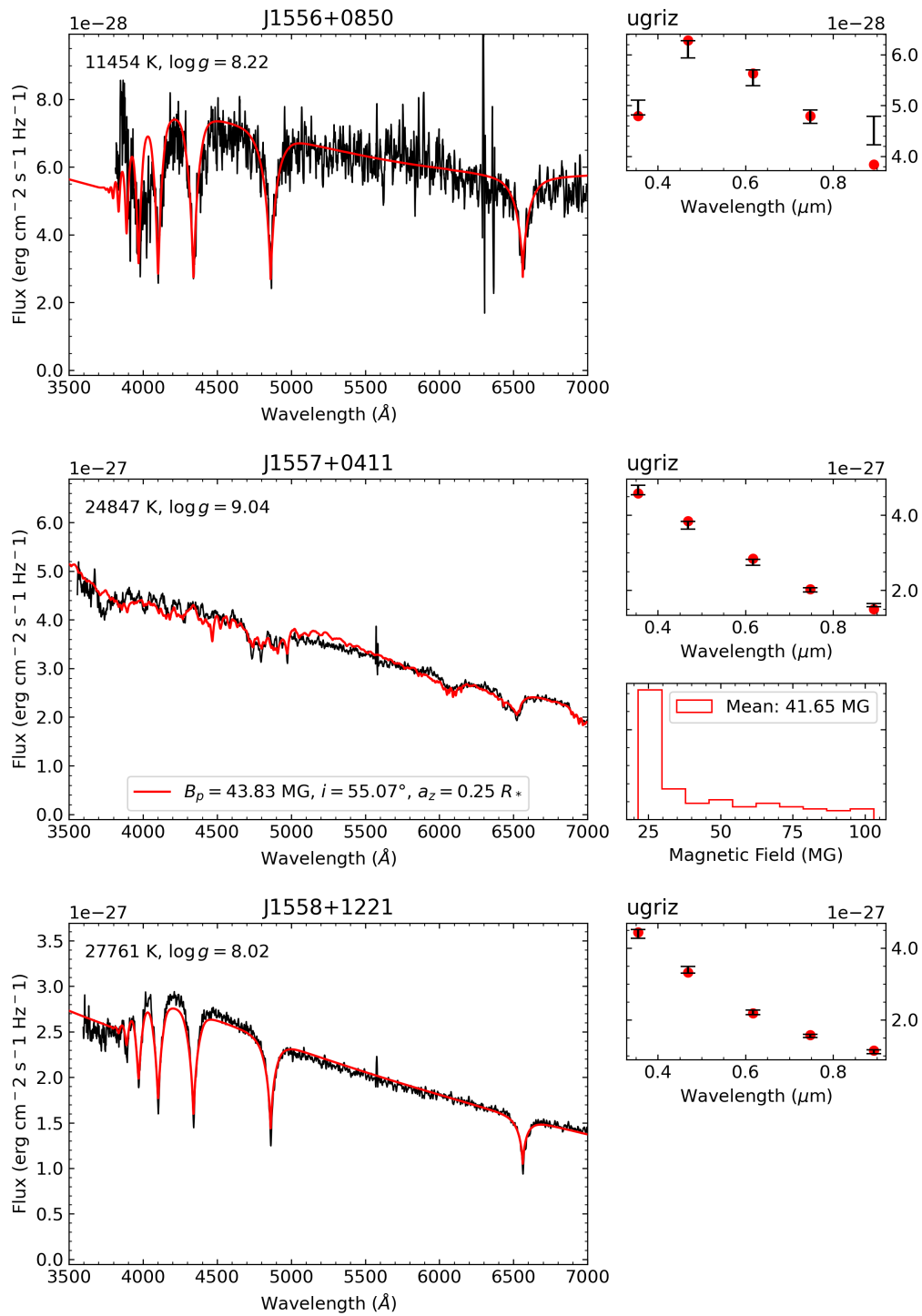


FIGURE A.1 (cont.)

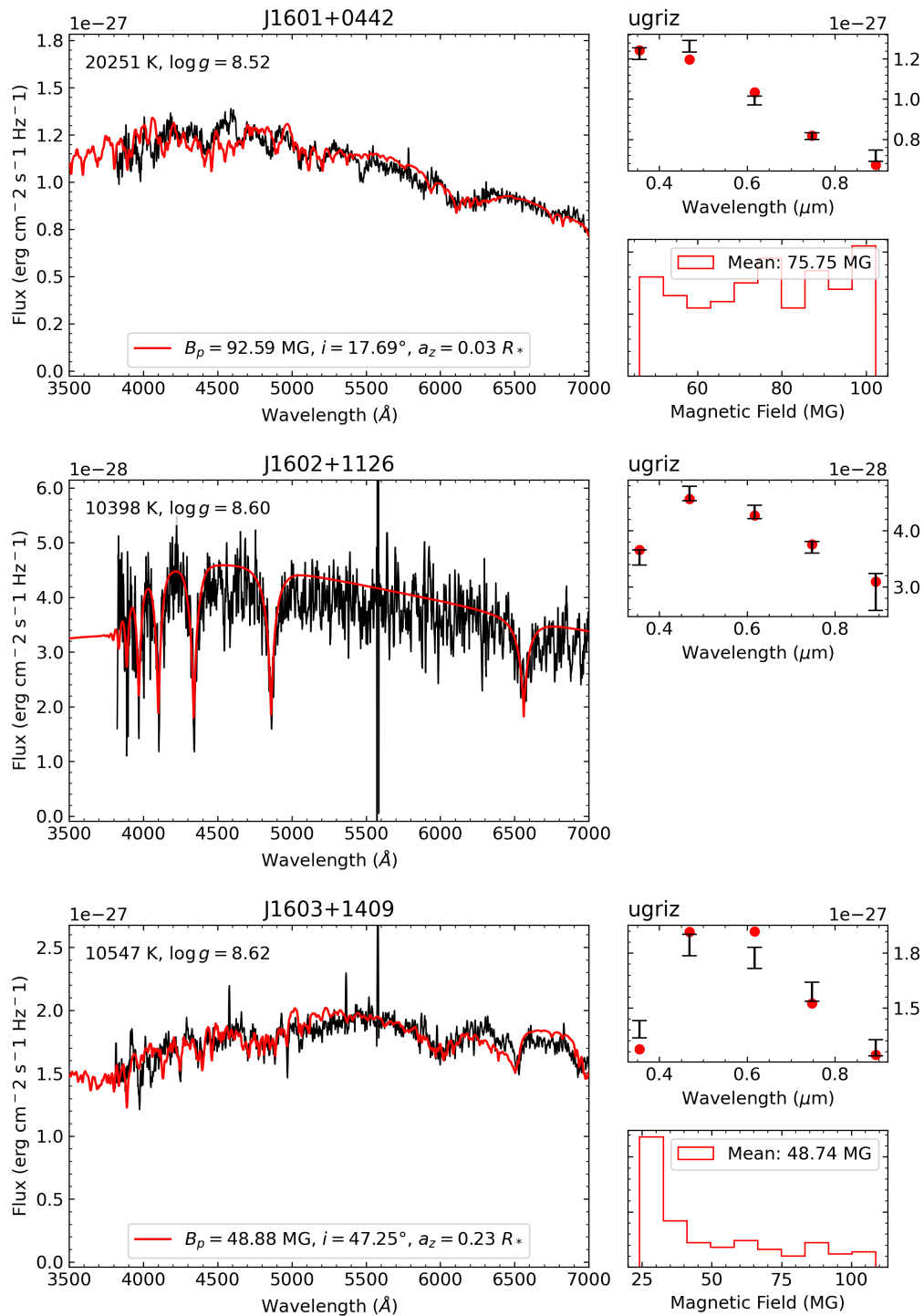


FIGURE A.1 (cont.)

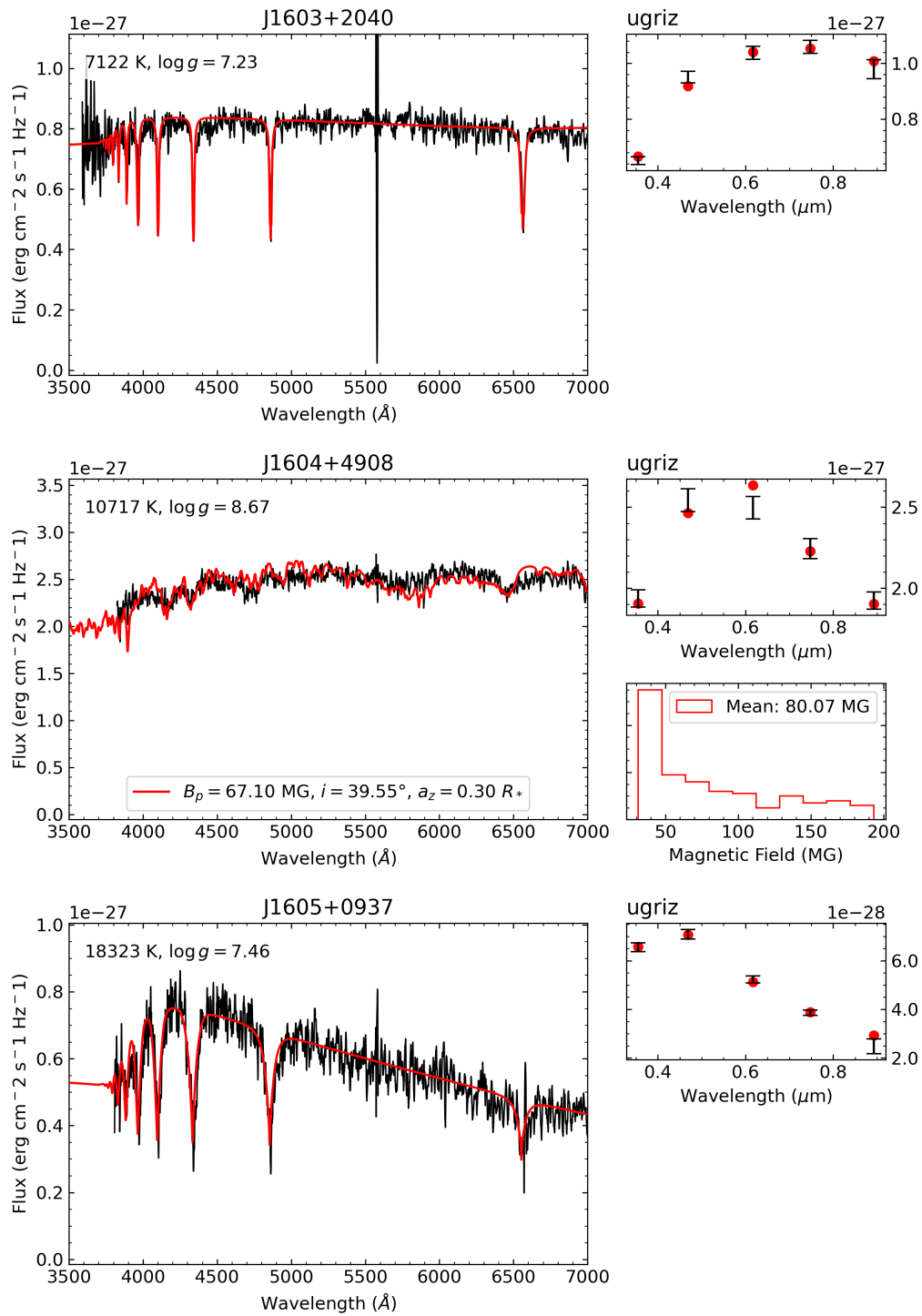


FIGURE A.1 (cont.)



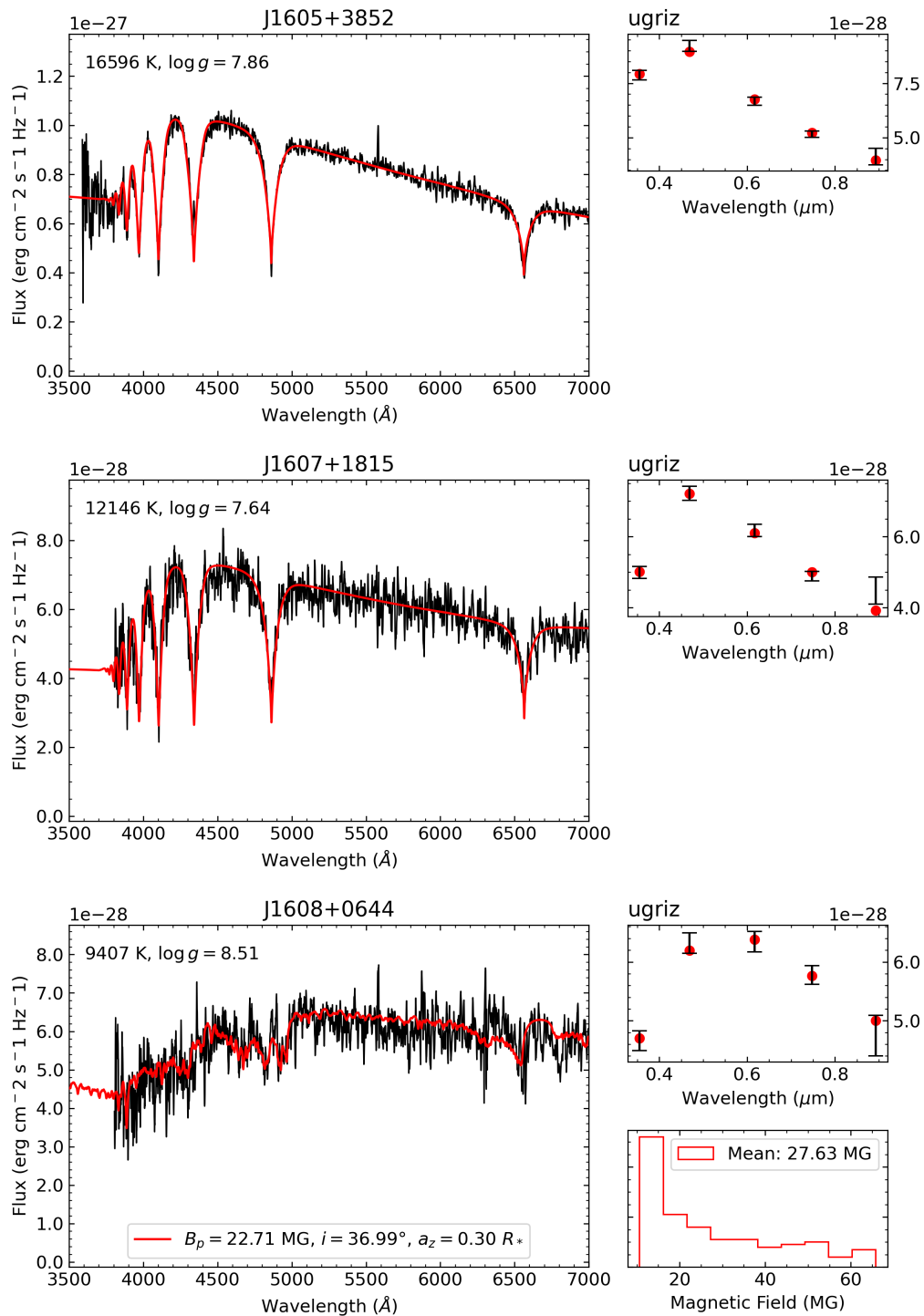


FIGURE A.1 (cont.)

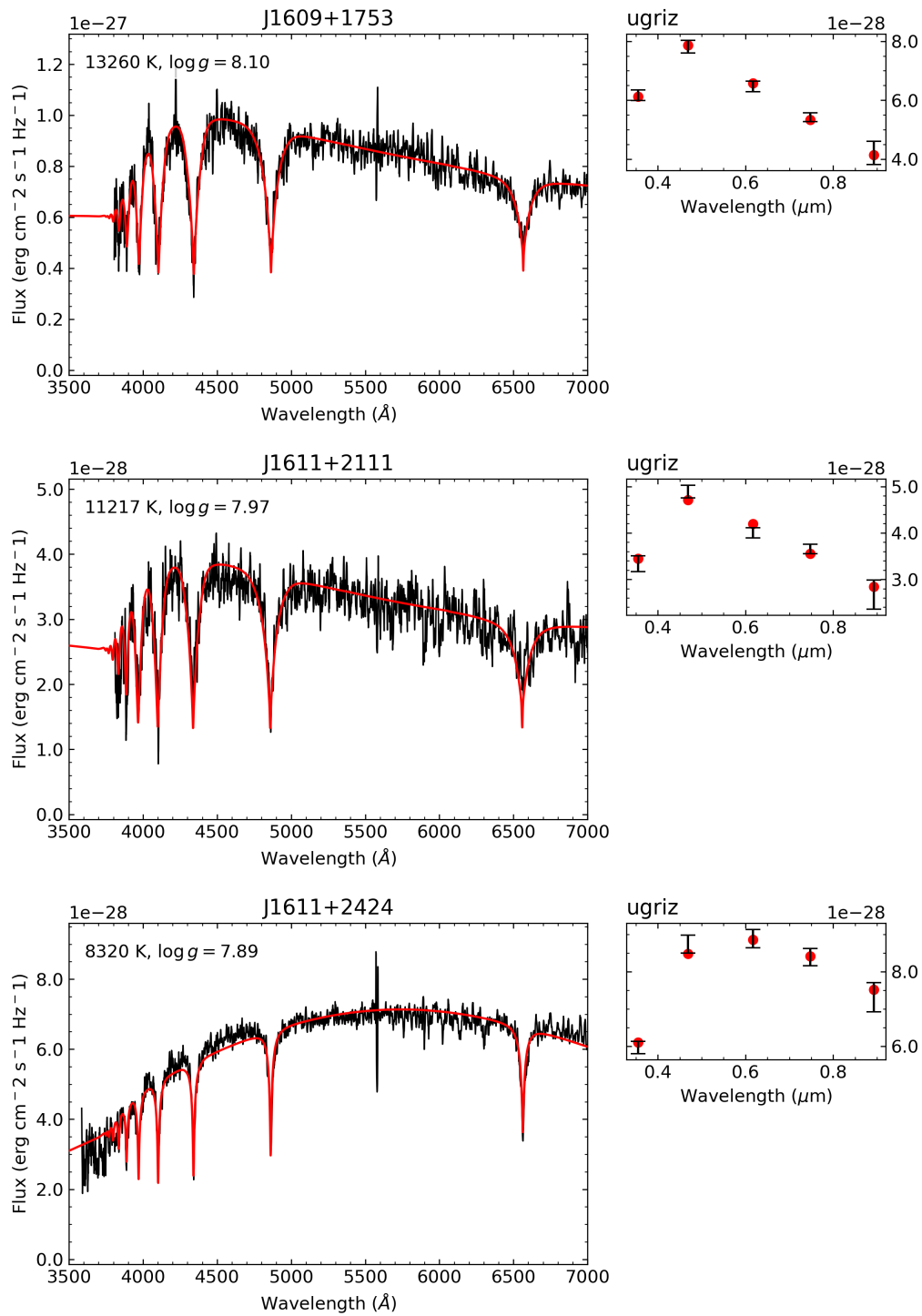


FIGURE A.1 (cont.)

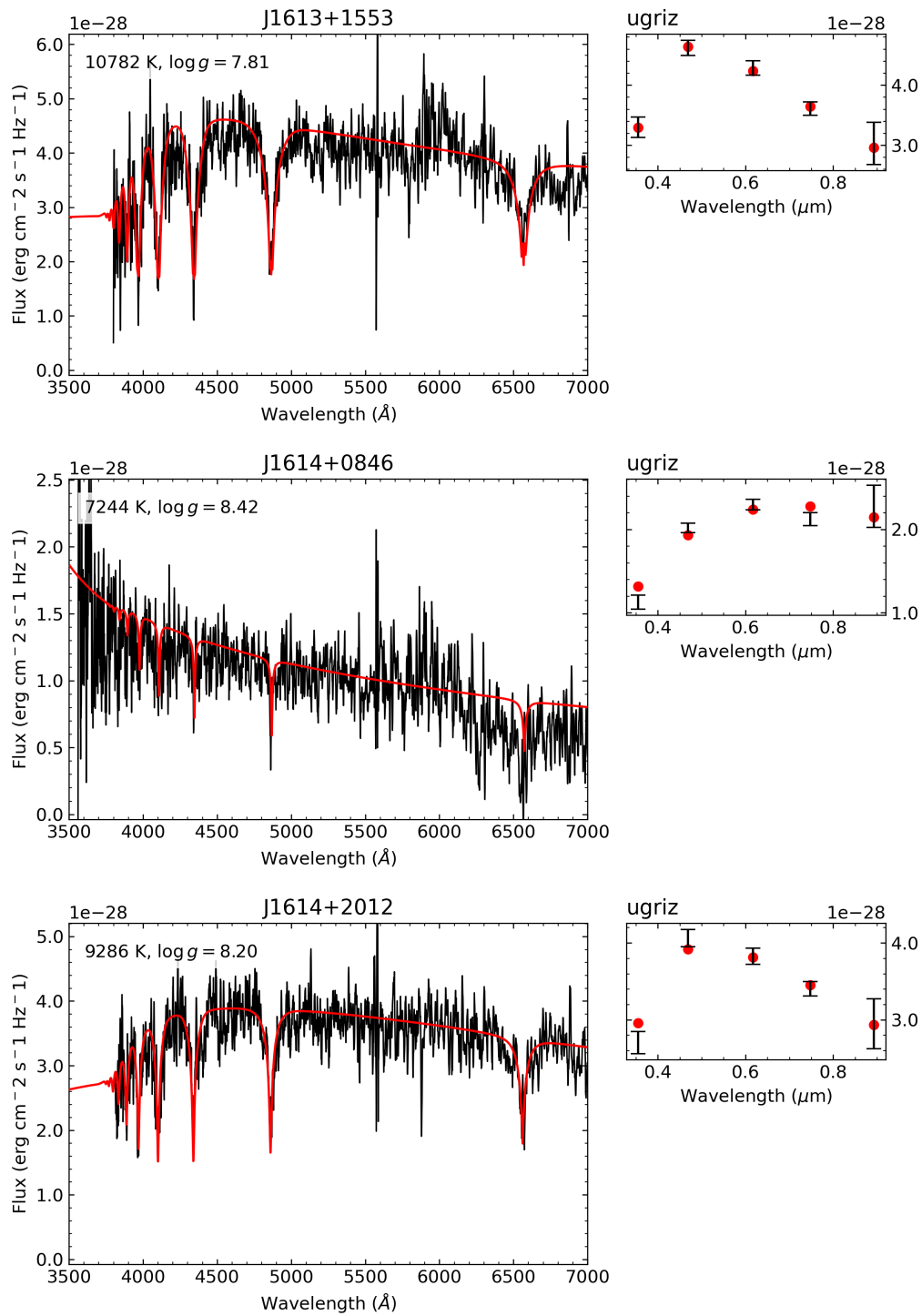


FIGURE A.1 (cont.)

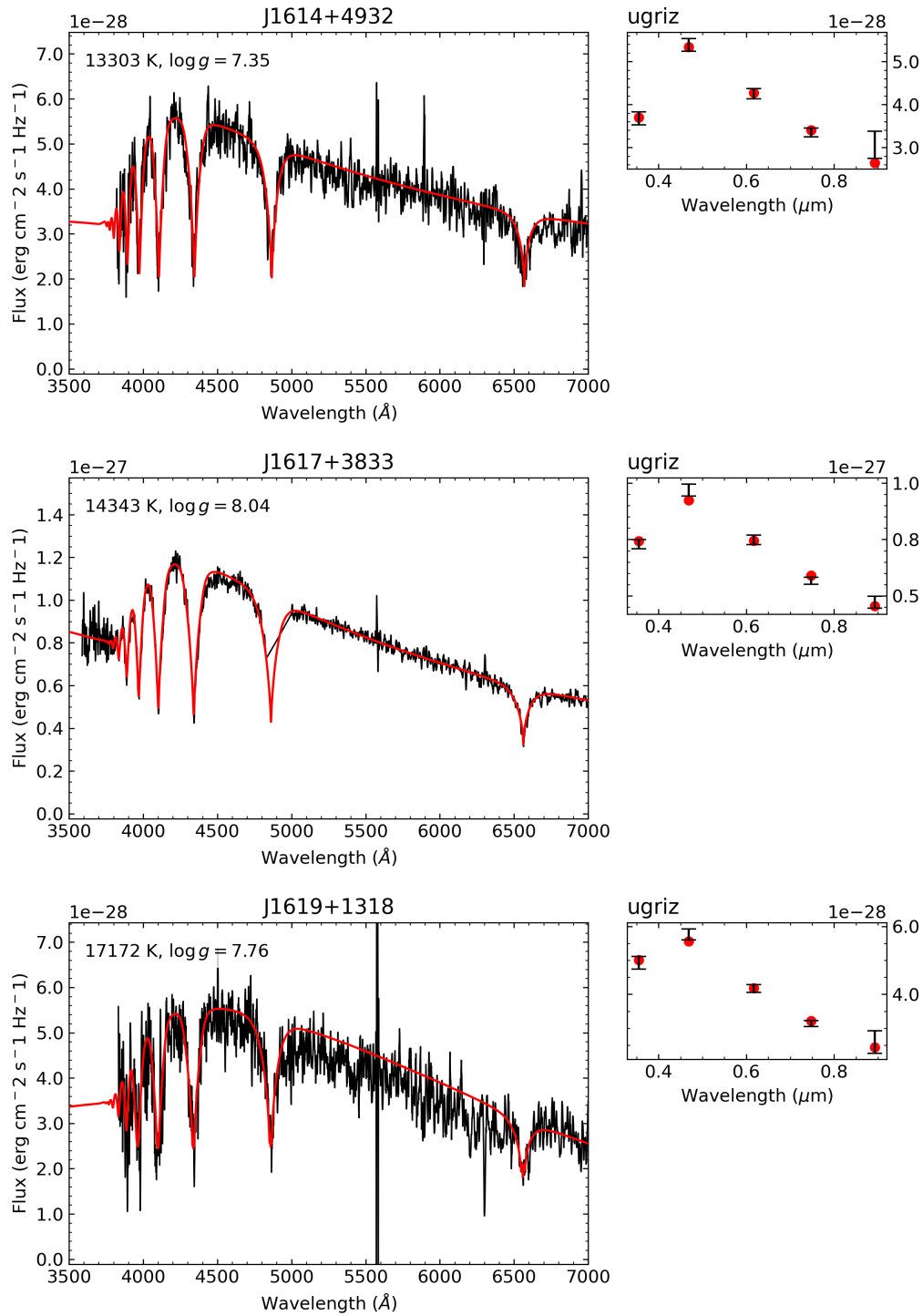


FIGURE A.1 (cont.)

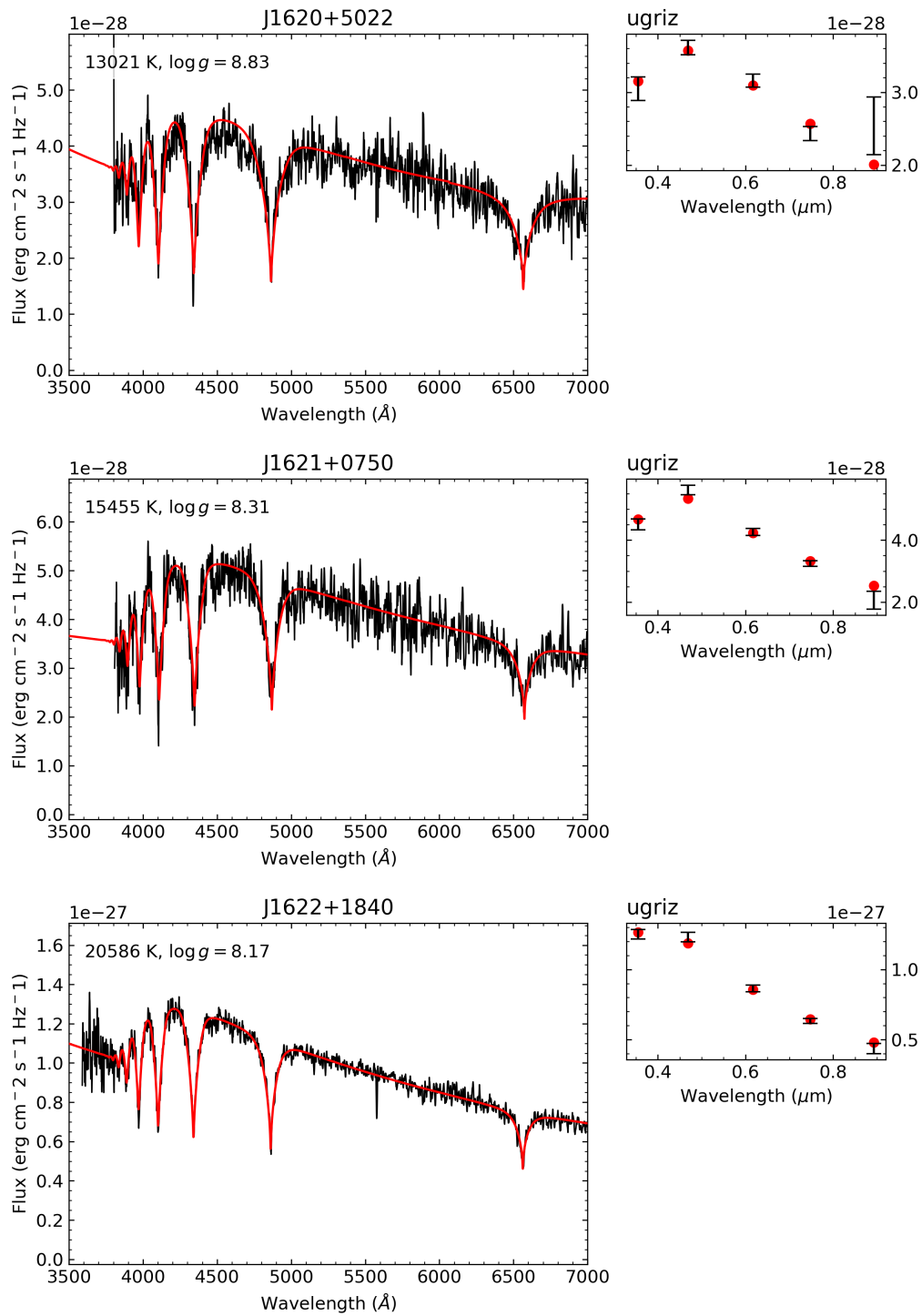


FIGURE A.1 (cont.)

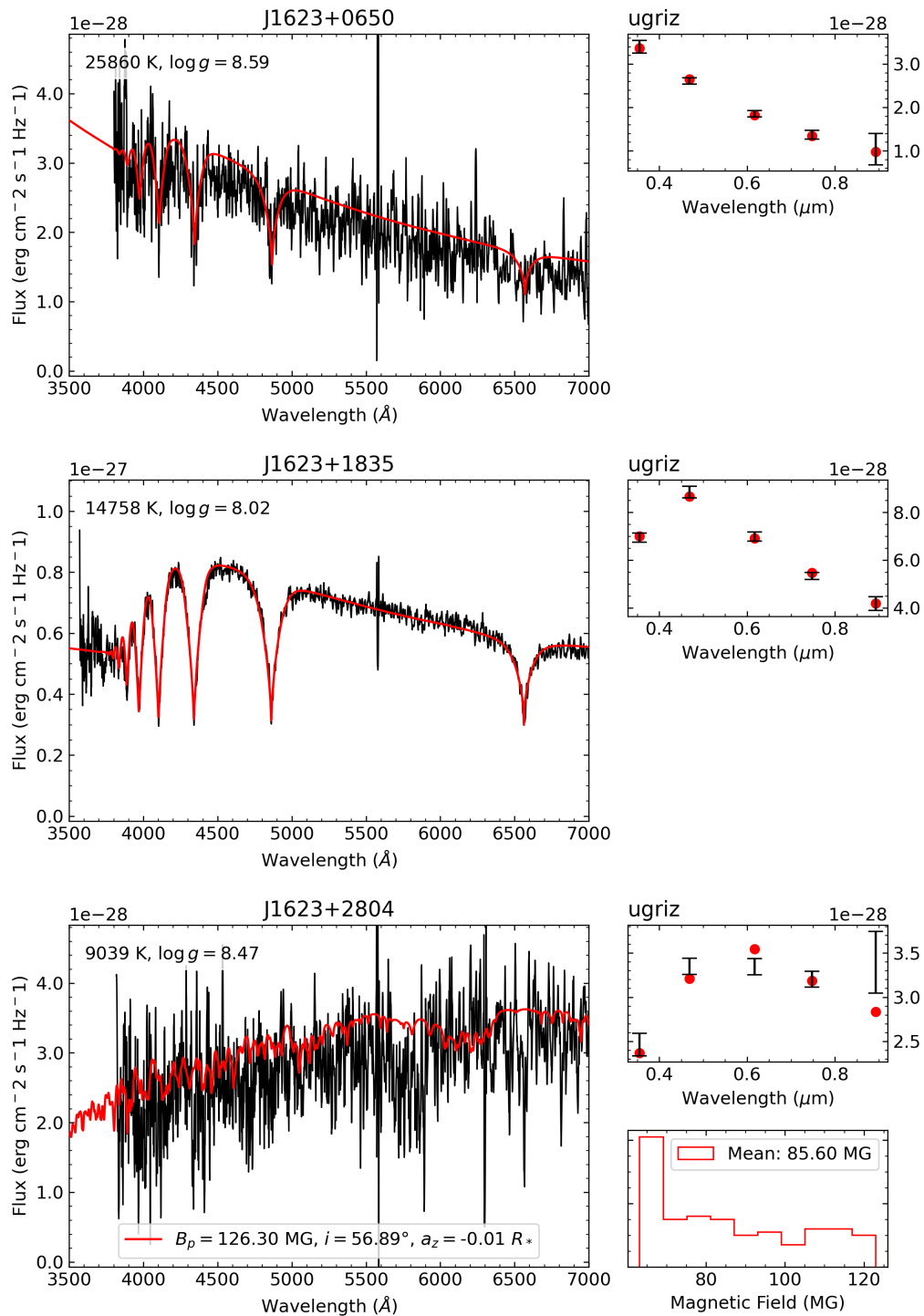


FIGURE A.1 (cont.)

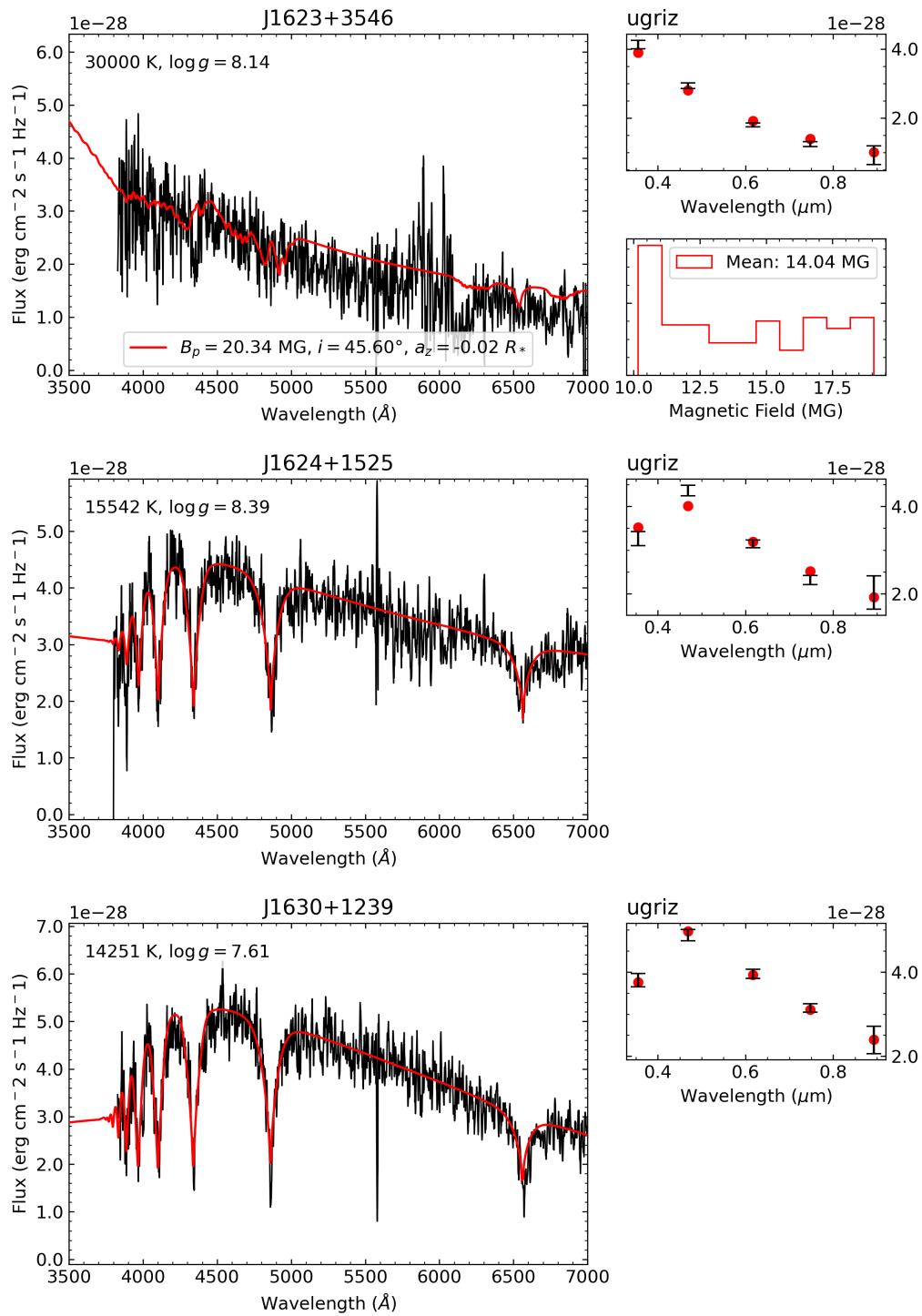


FIGURE A.1 (cont.)

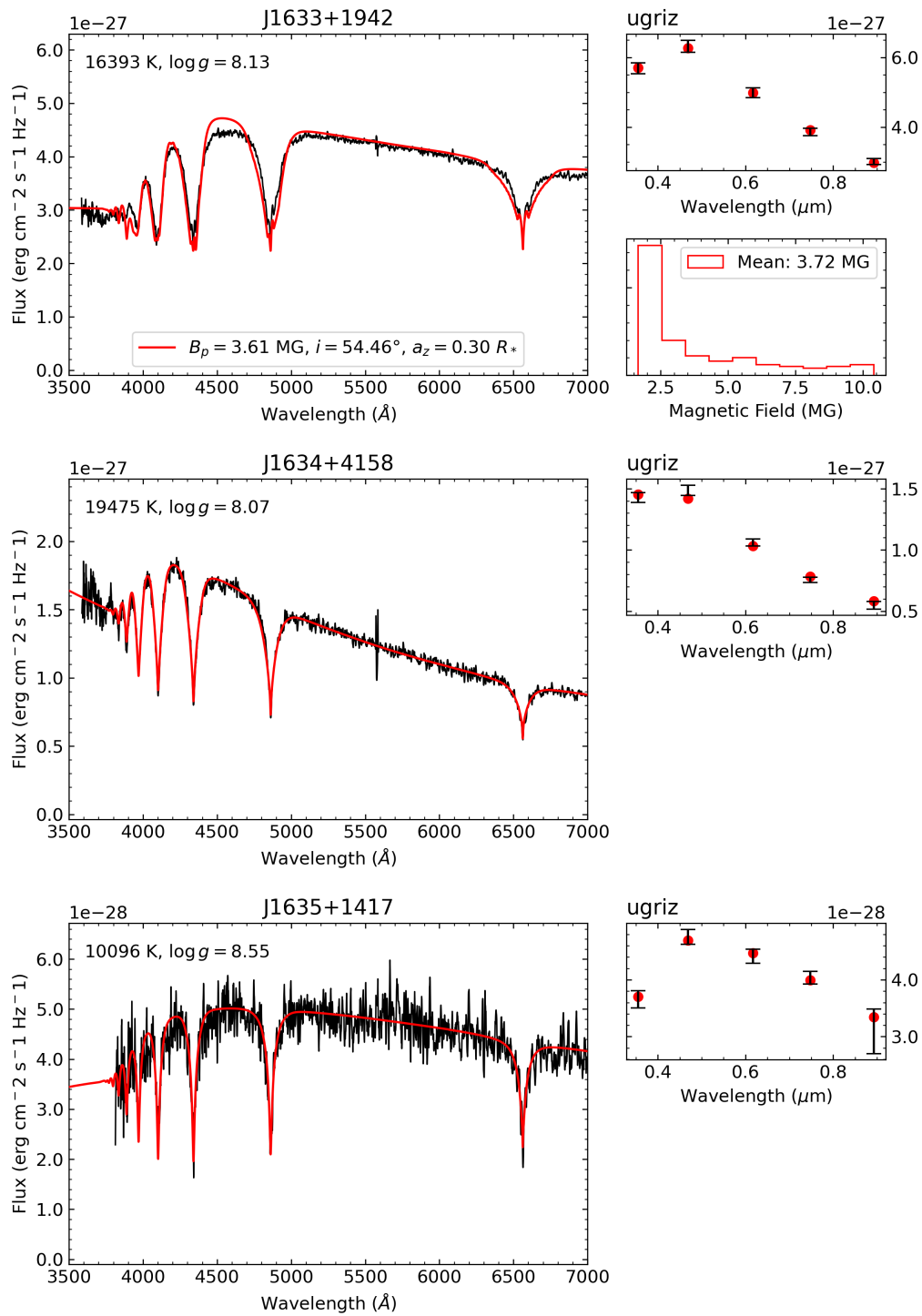


FIGURE A.1 (cont.)



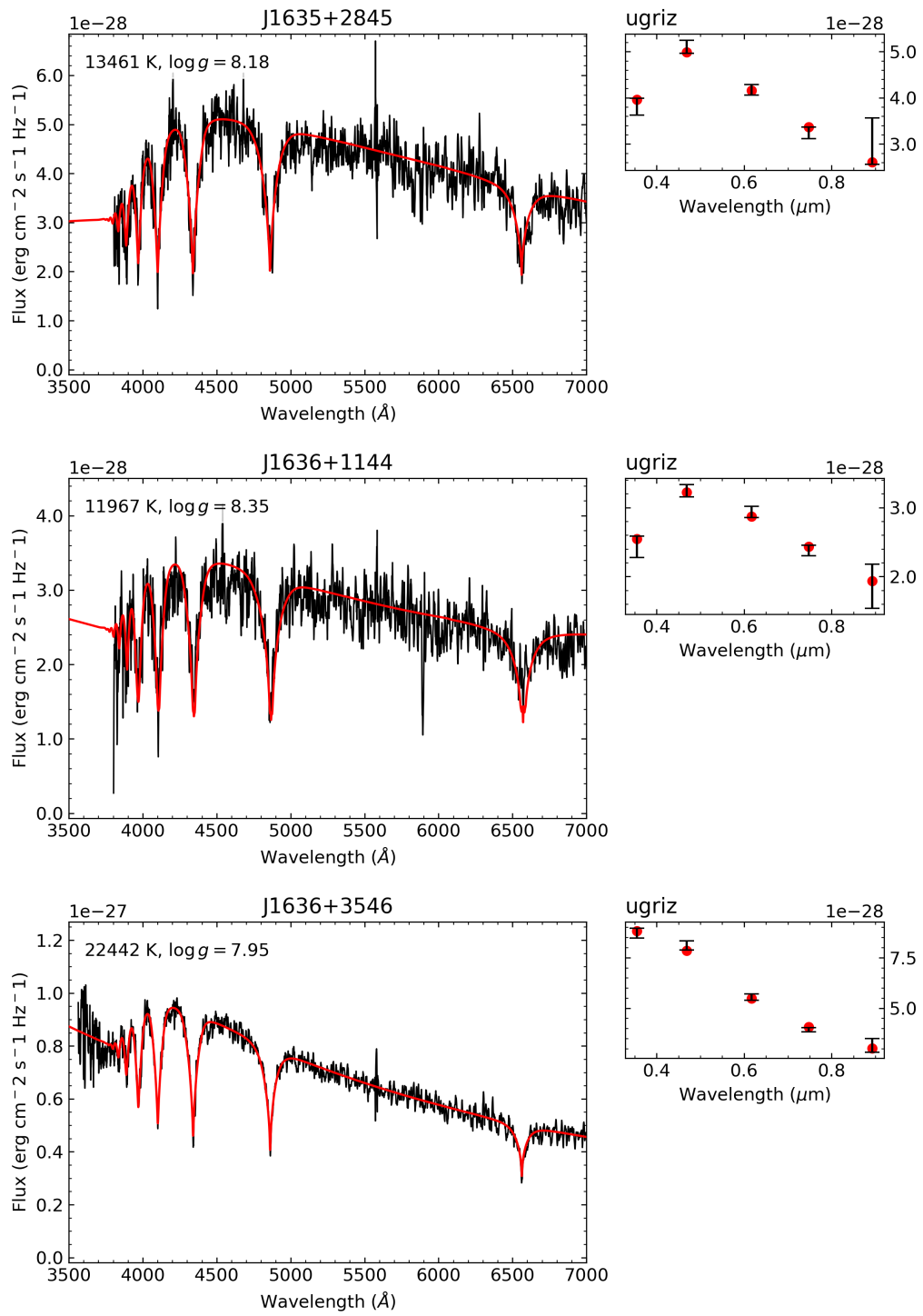


FIGURE A.1 (cont.)

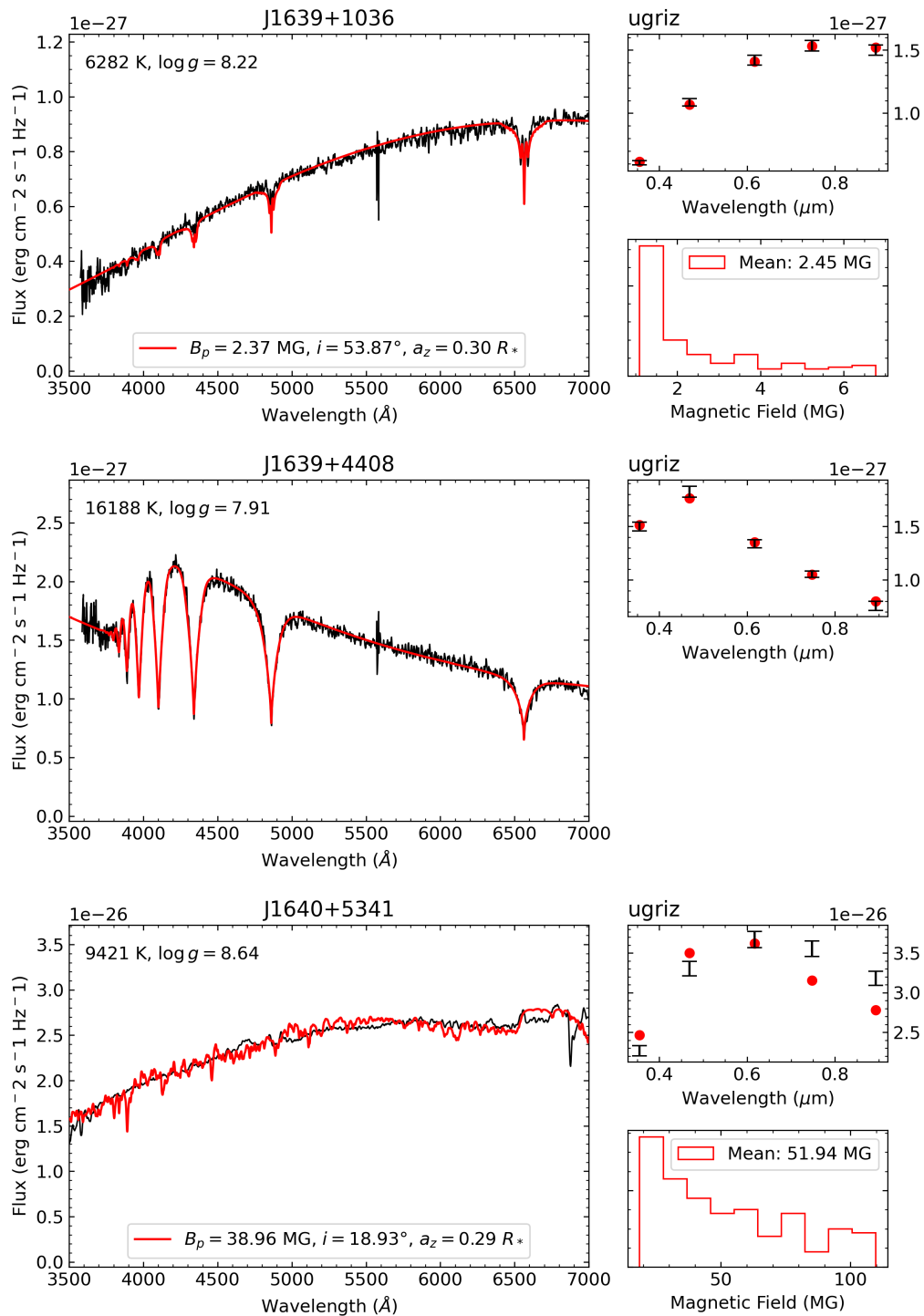


FIGURE A.1 (cont.)

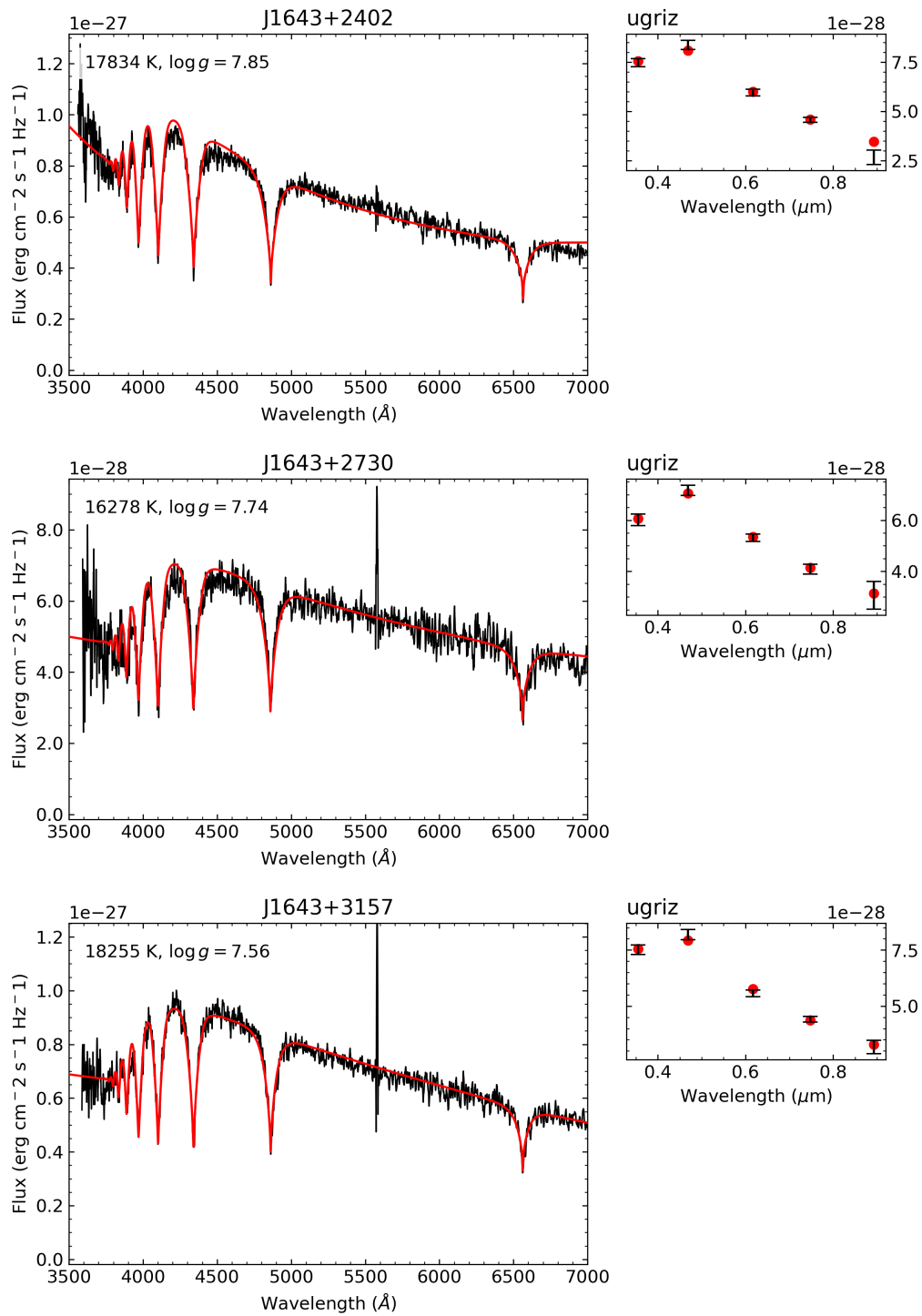


FIGURE A.1 (cont.)

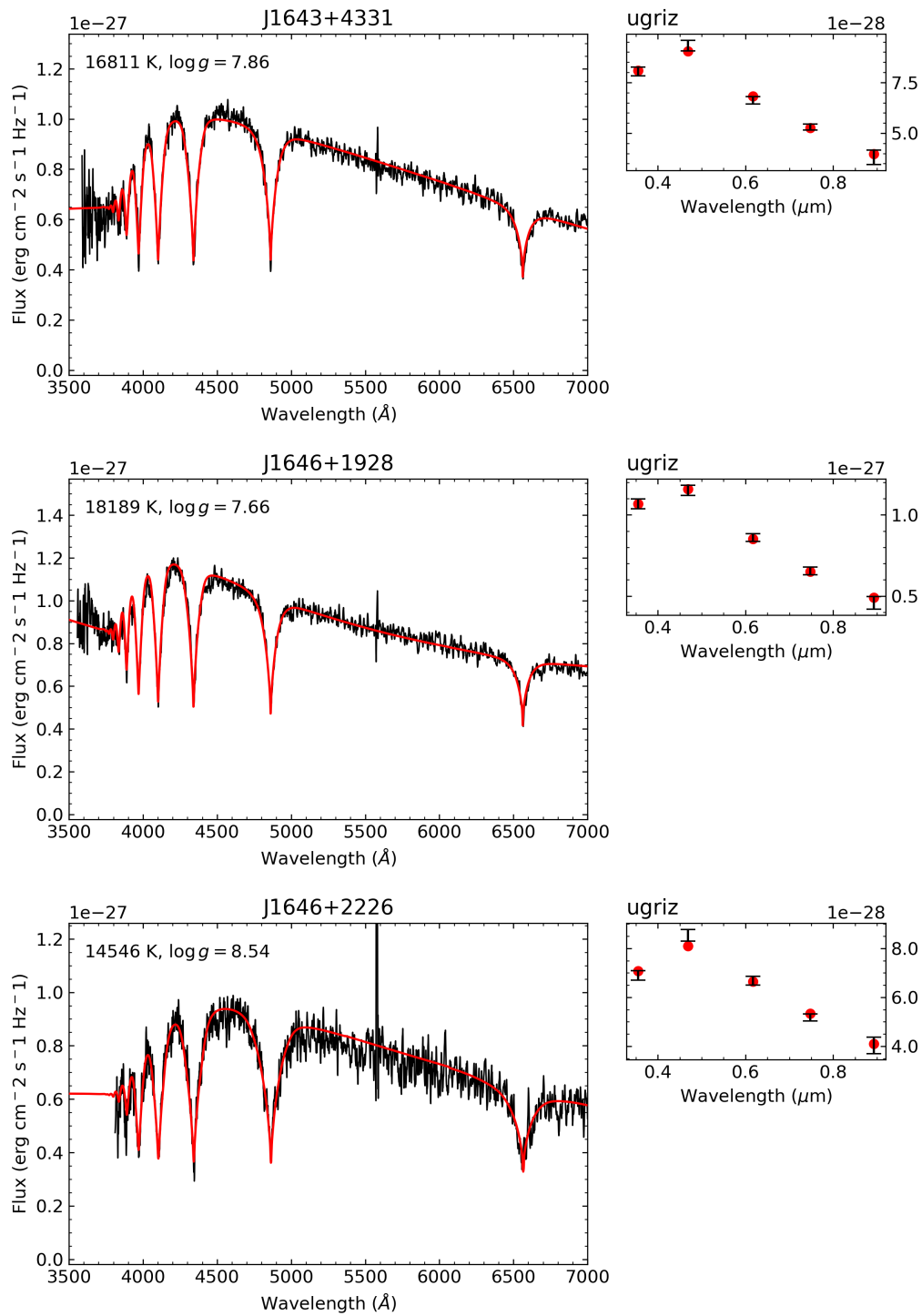


FIGURE A.1 (cont.)

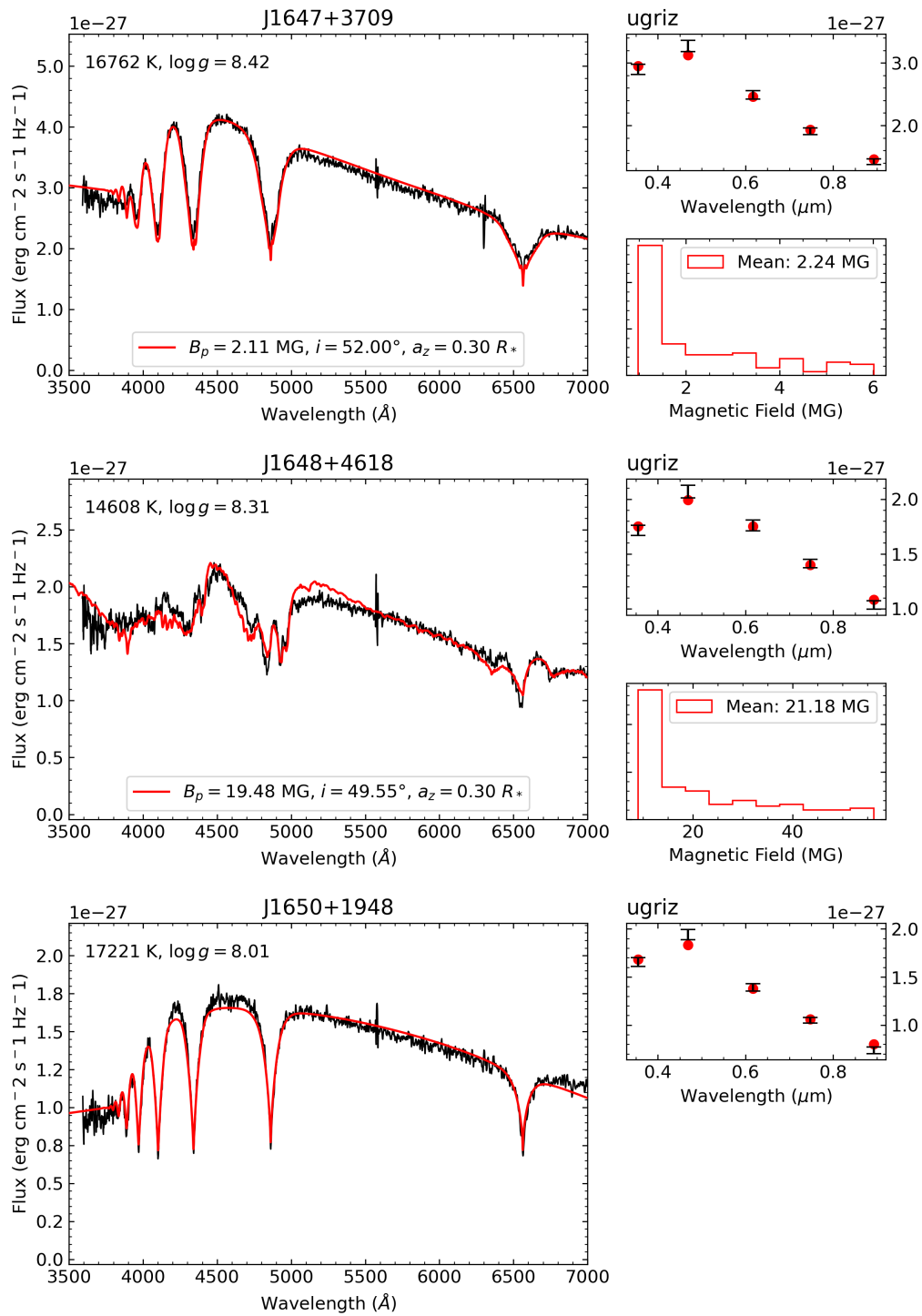


FIGURE A.1 (cont.)

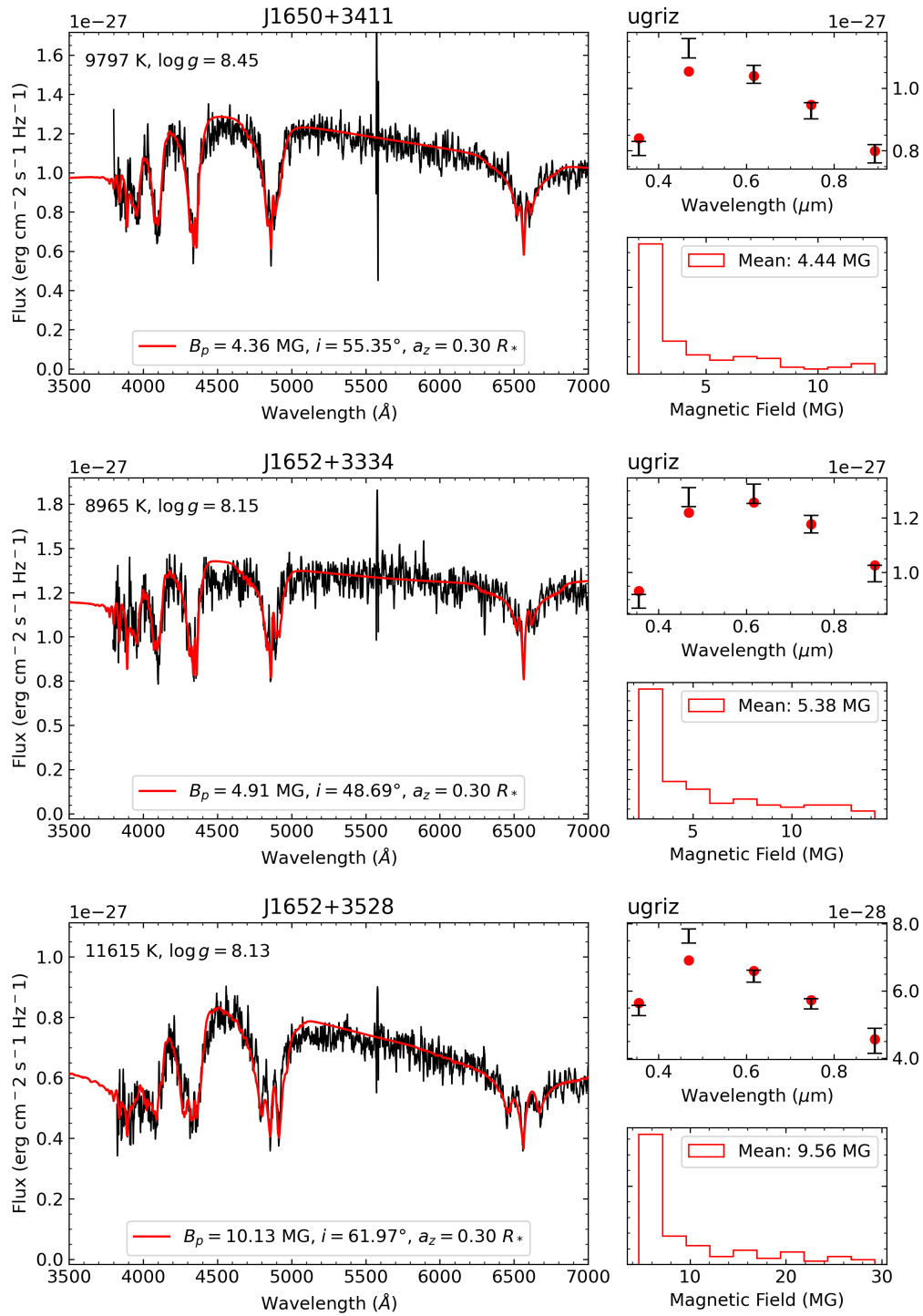


FIGURE A.1 (cont.)

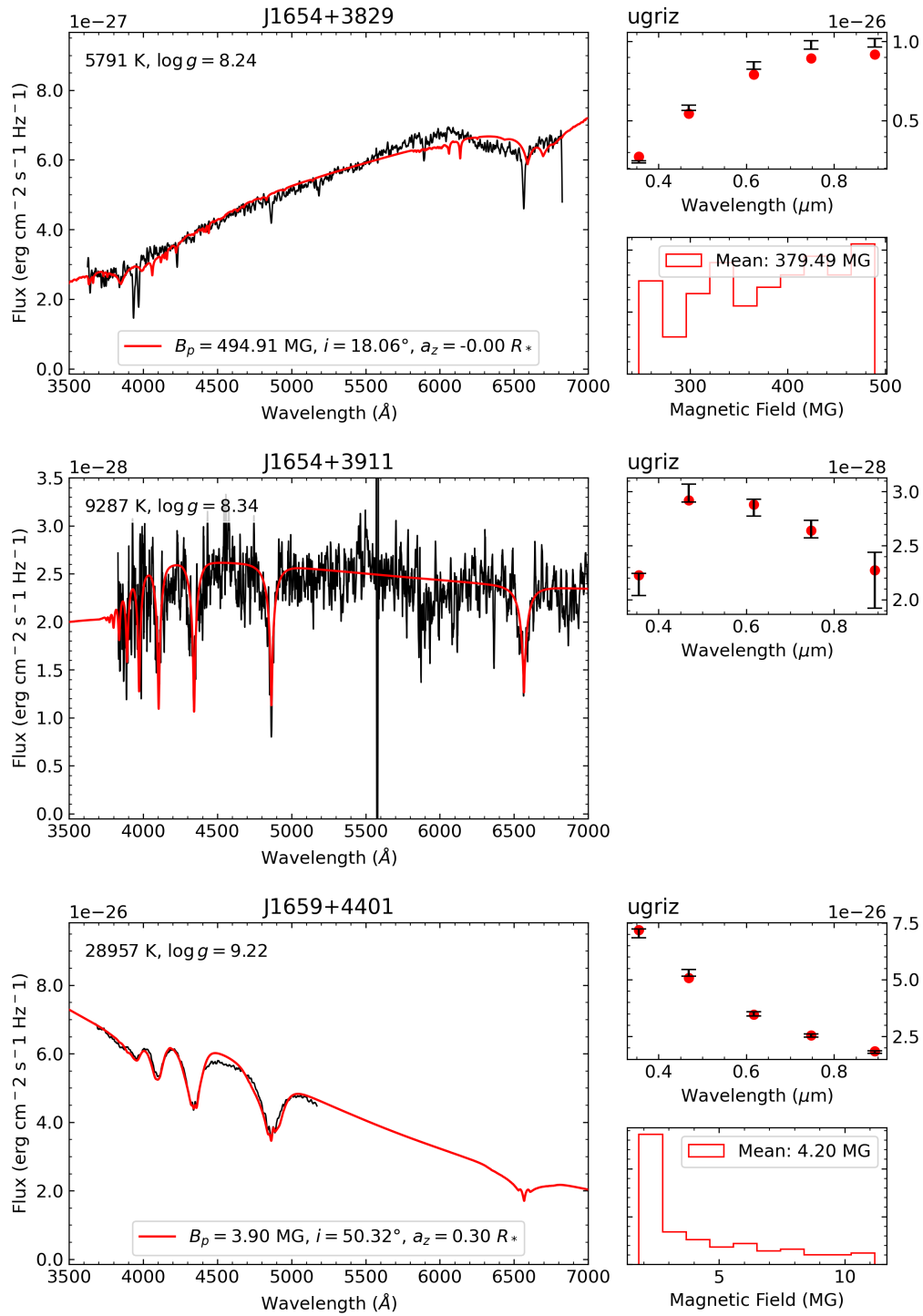


FIGURE A.1 (cont.)

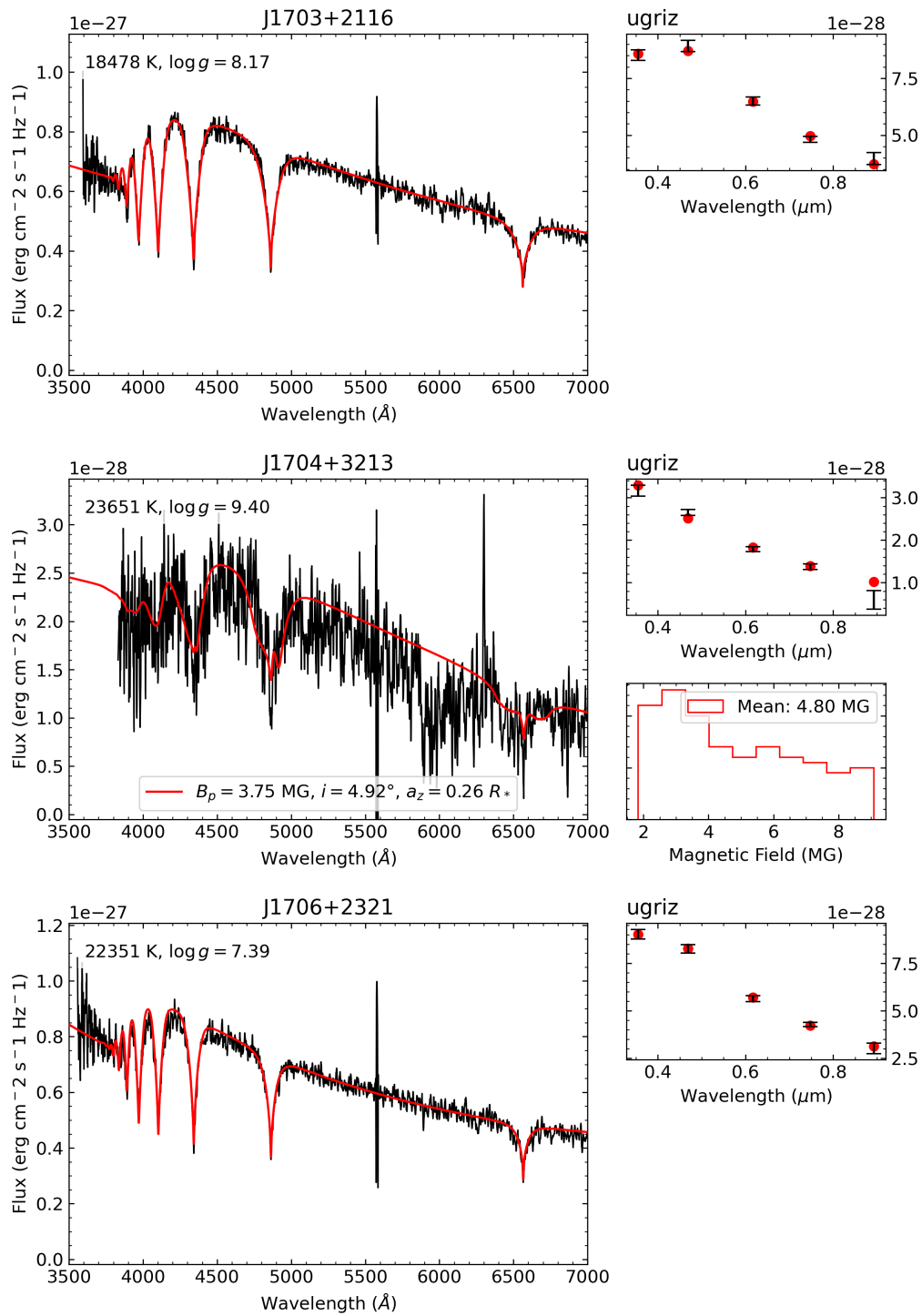


FIGURE A.1 (cont.)



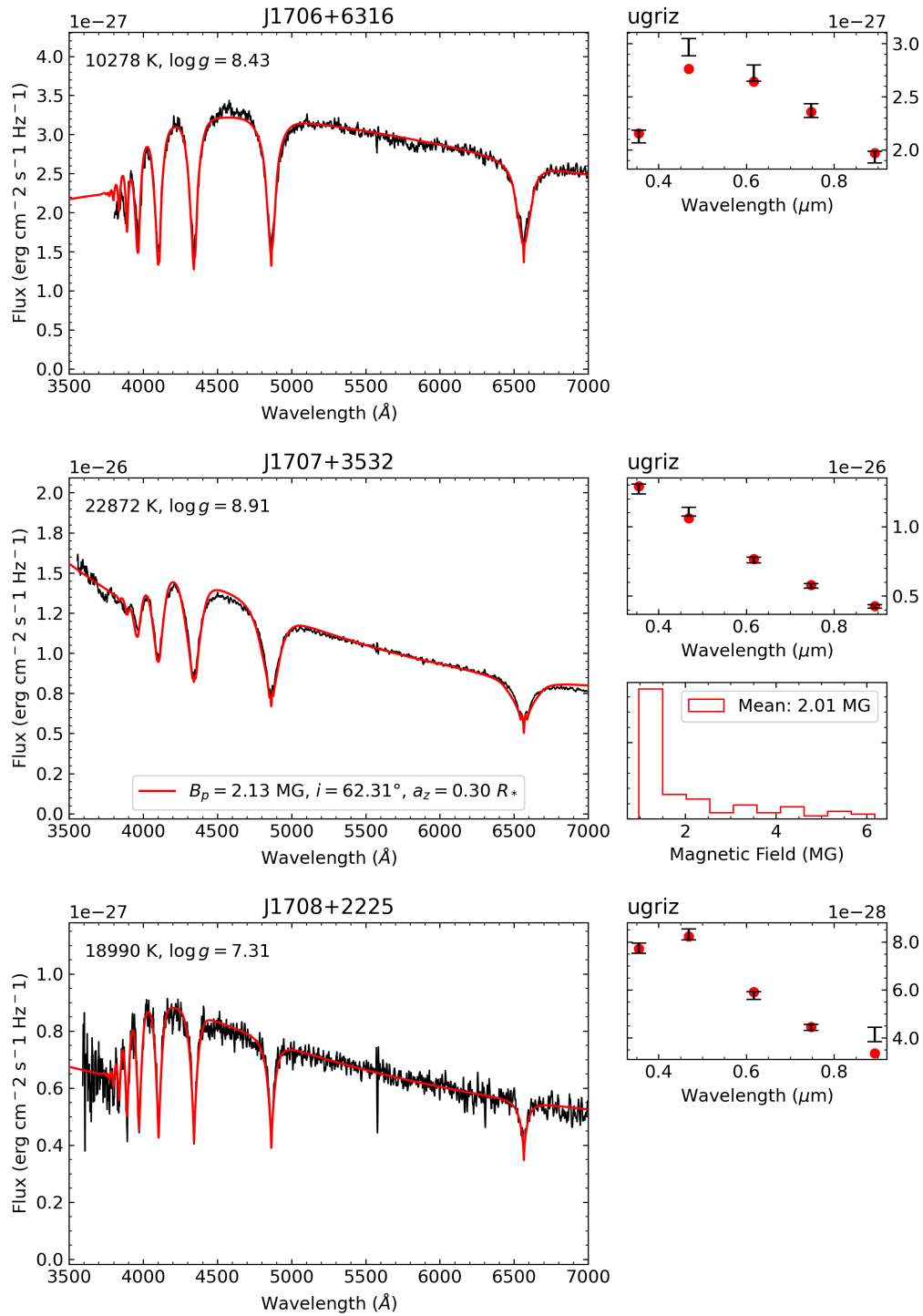


FIGURE A.1 (cont.)

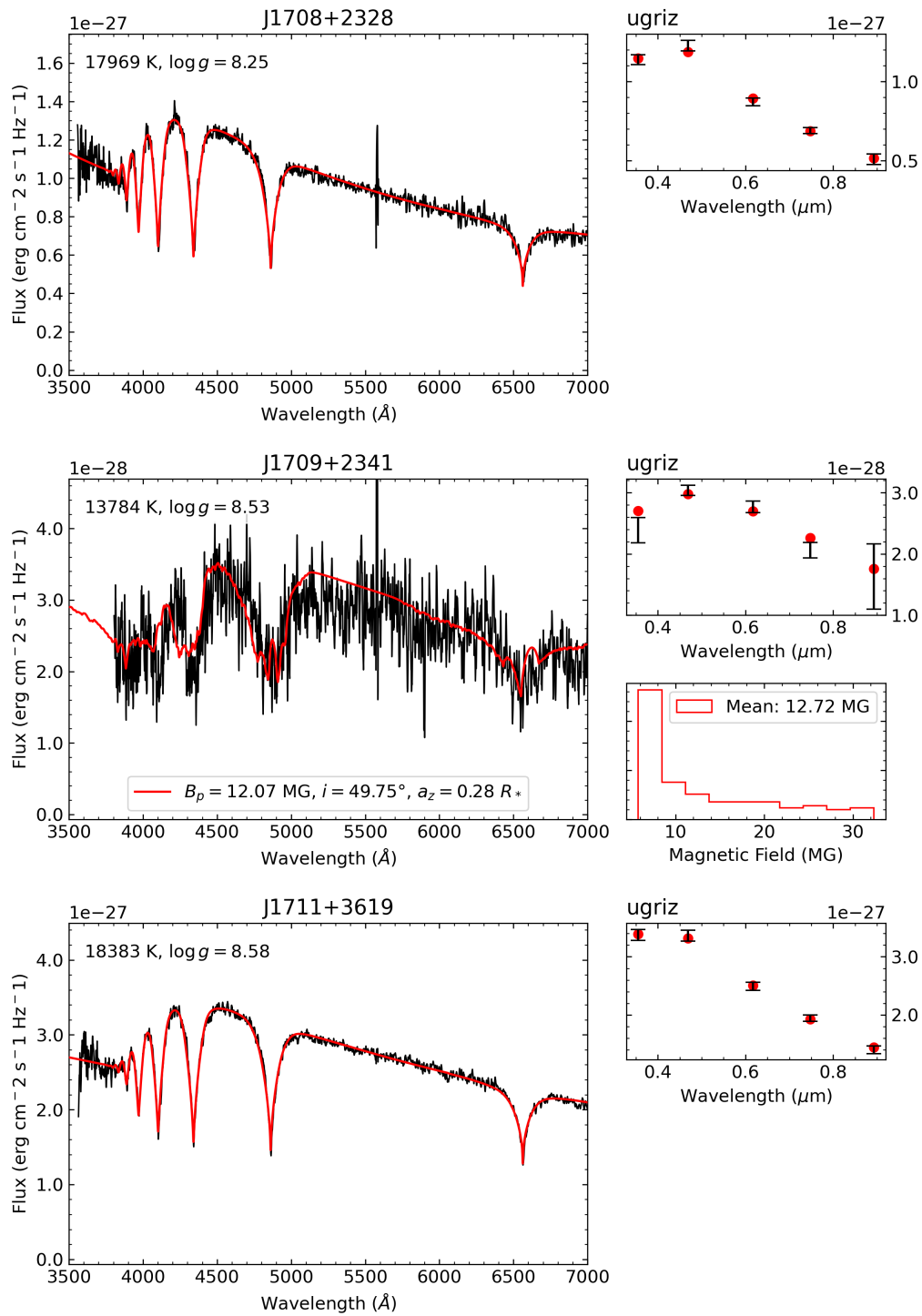


FIGURE A.1 (cont.)

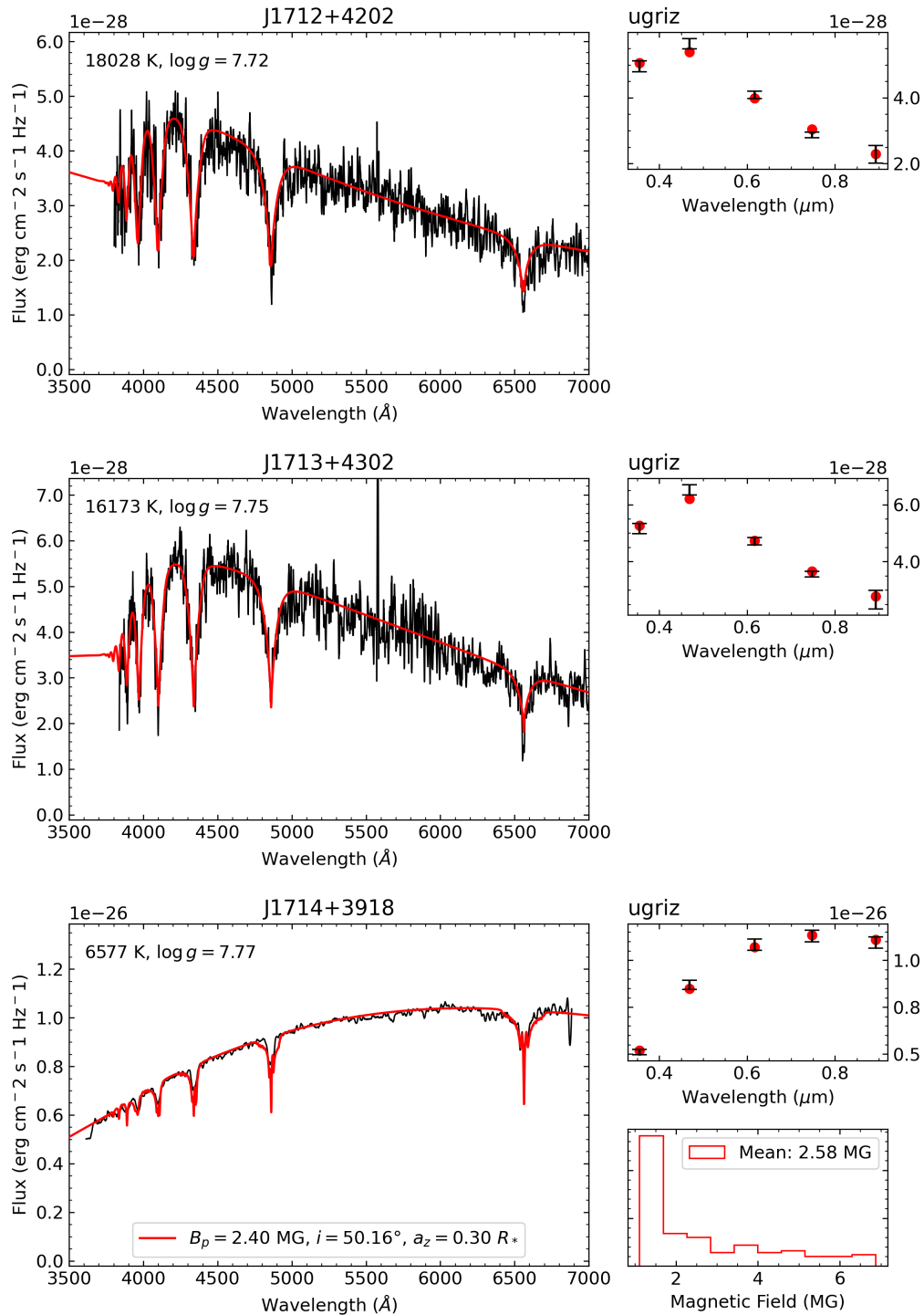


FIGURE A.1 (cont.)

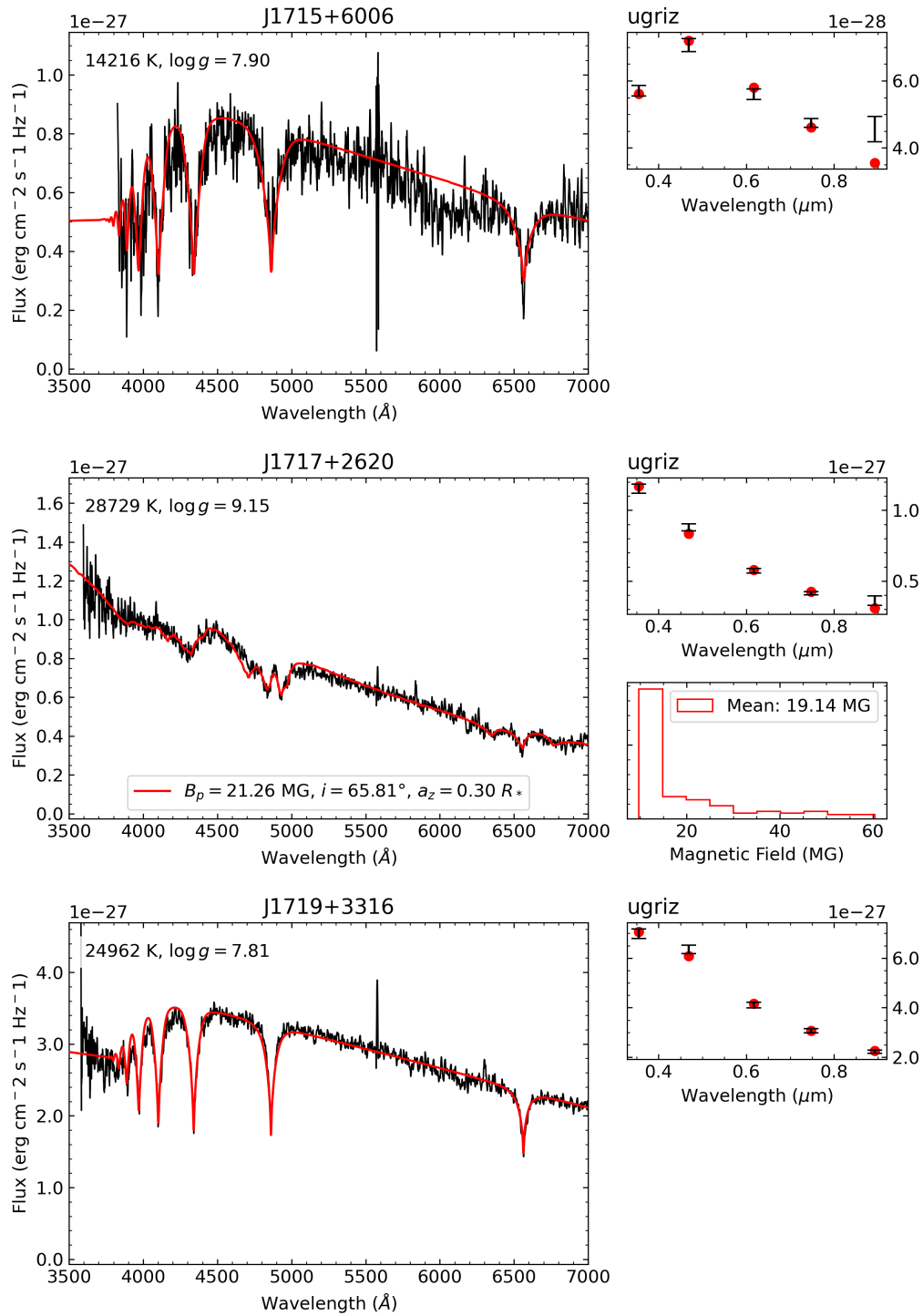


FIGURE A.1 (cont.)

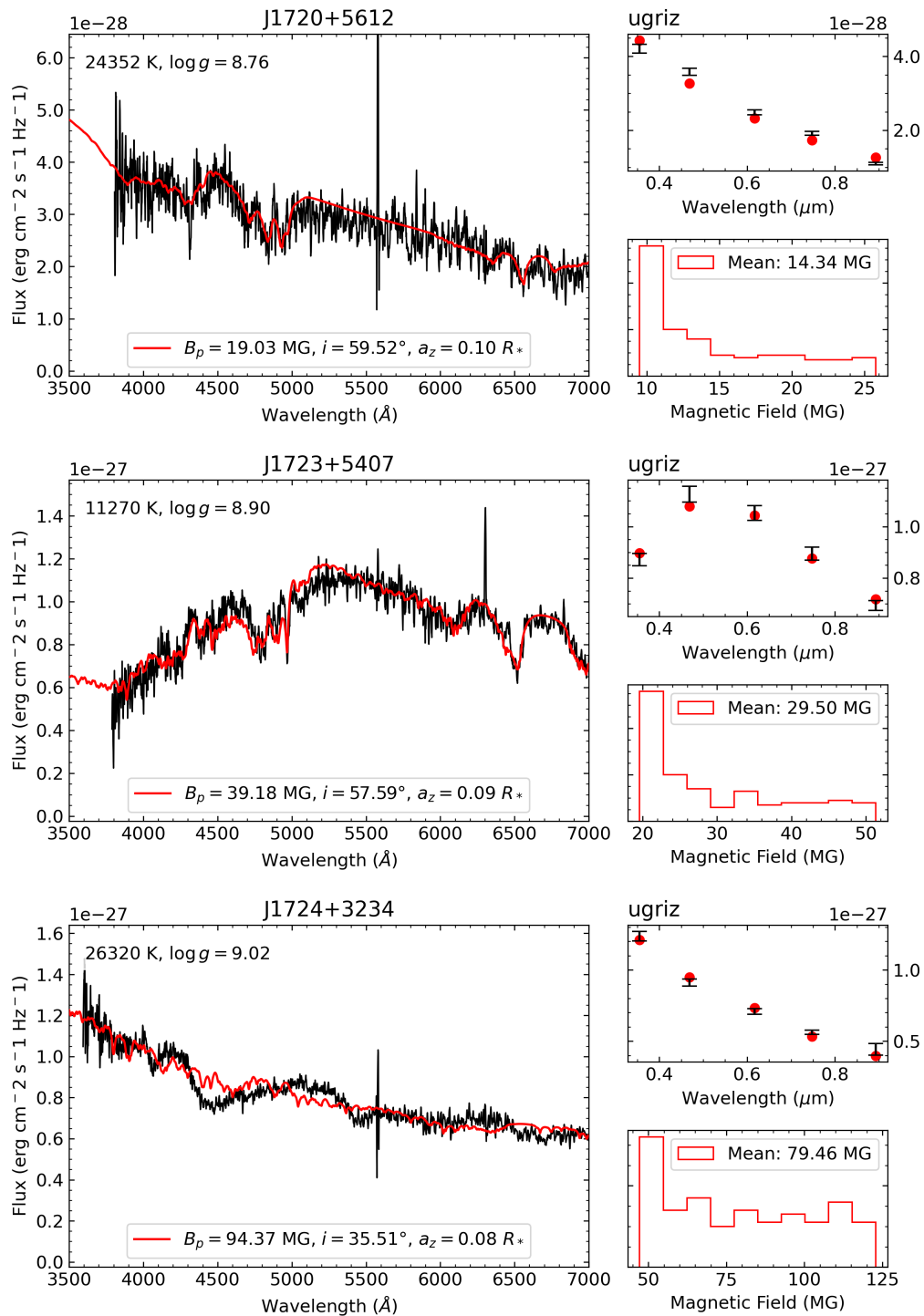


FIGURE A.1 (cont.)

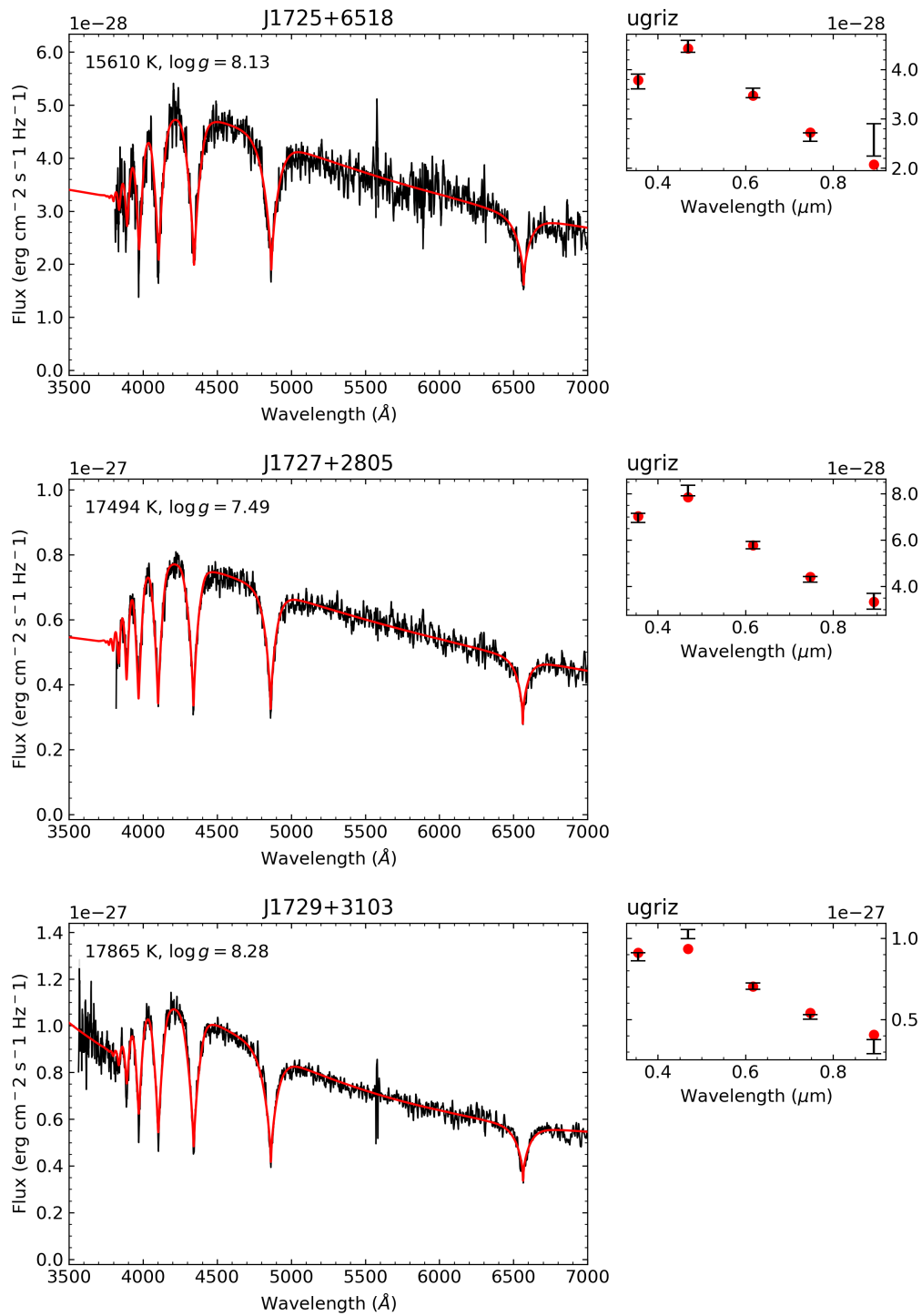


FIGURE A.1 (cont.)

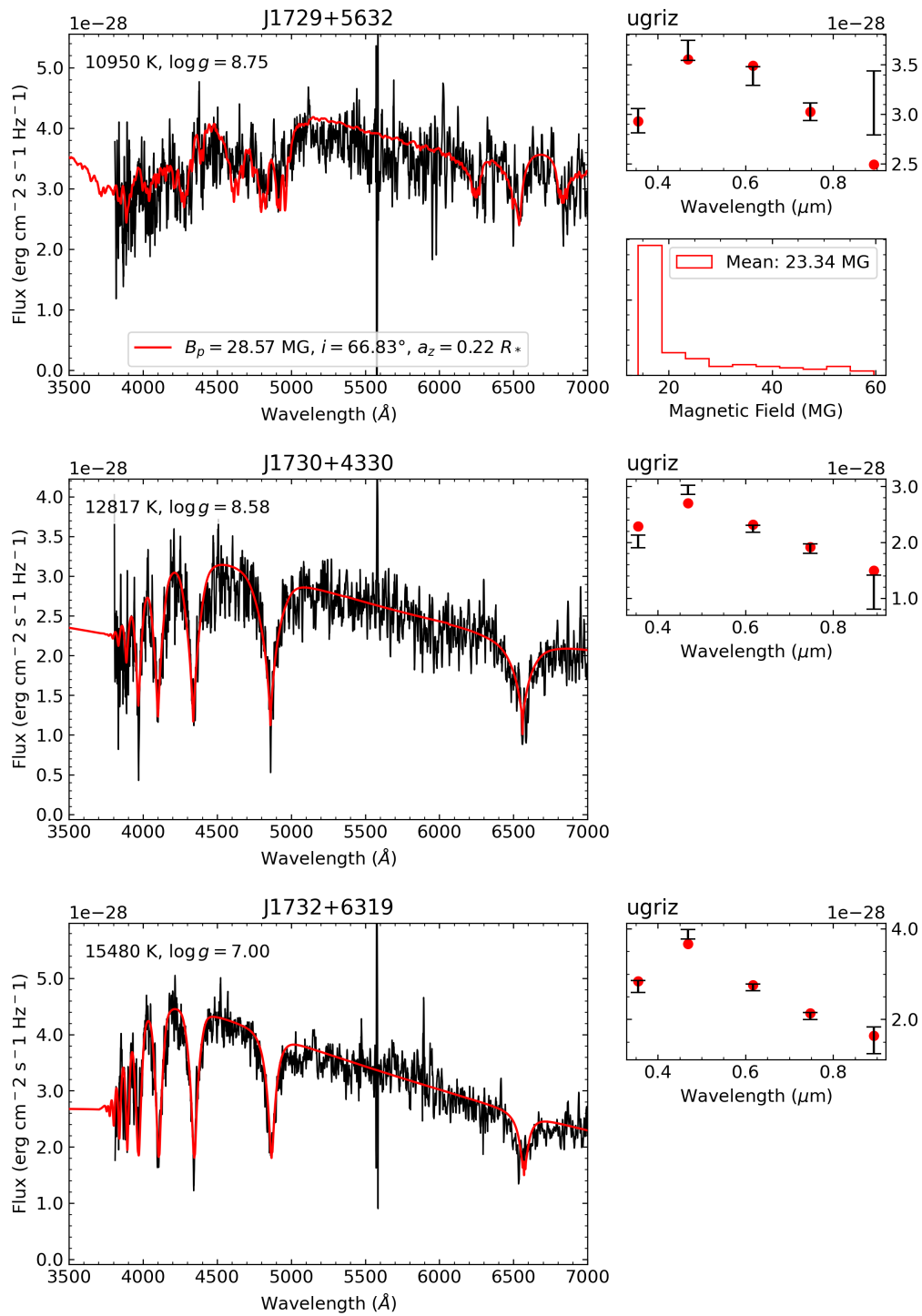


FIGURE A.1 (cont.)

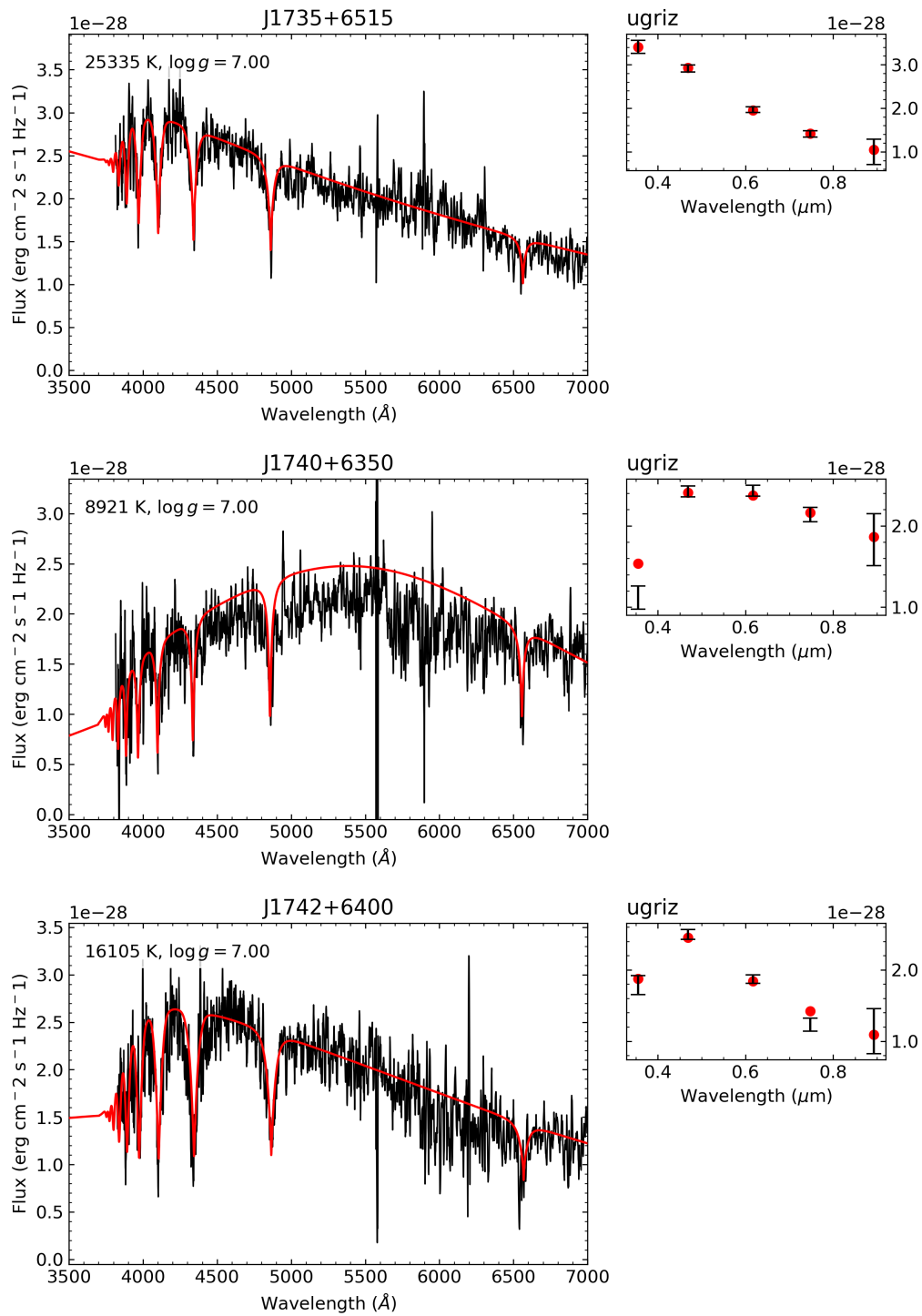


FIGURE A.1 (cont.)



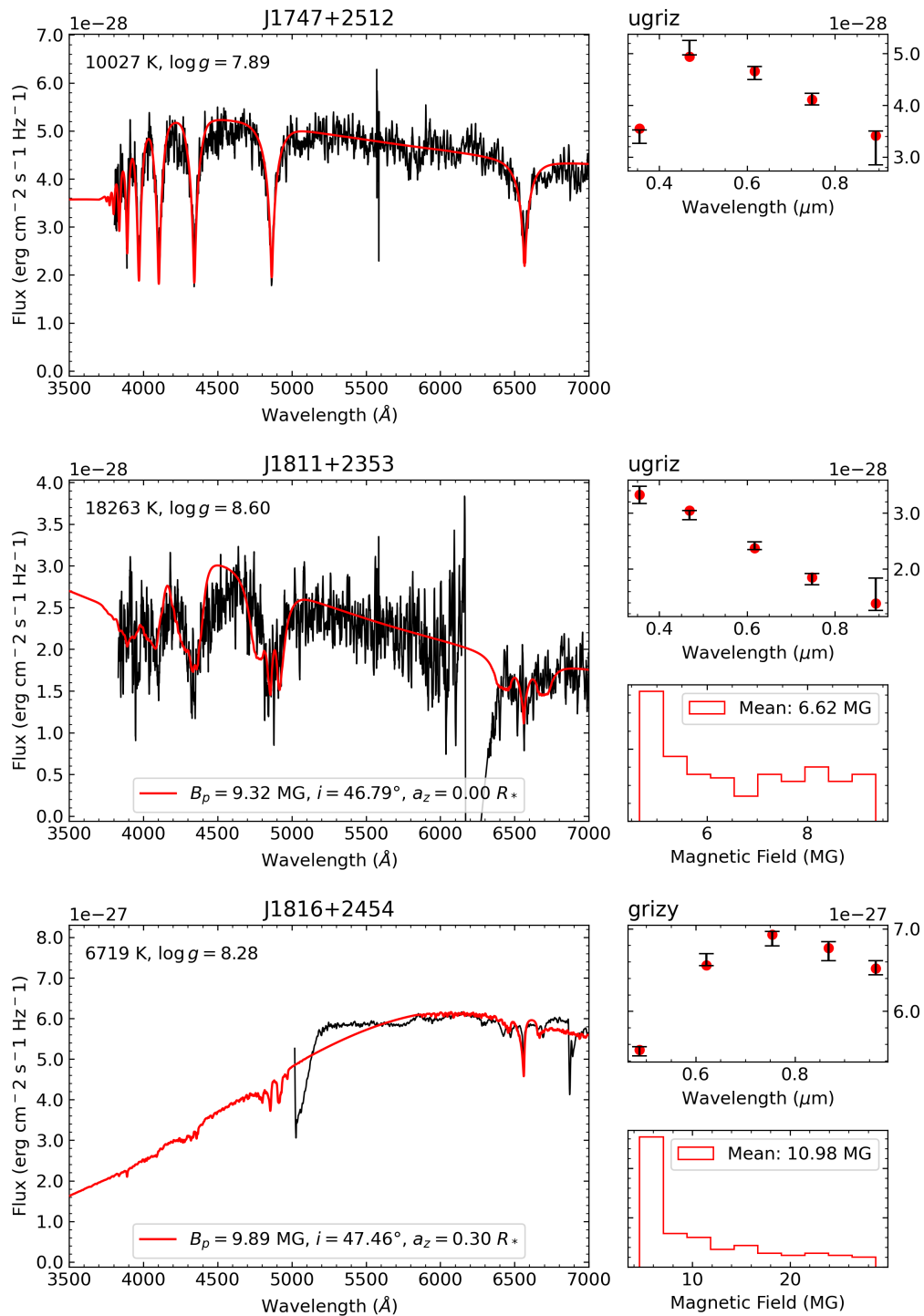


FIGURE A.1 (cont.)

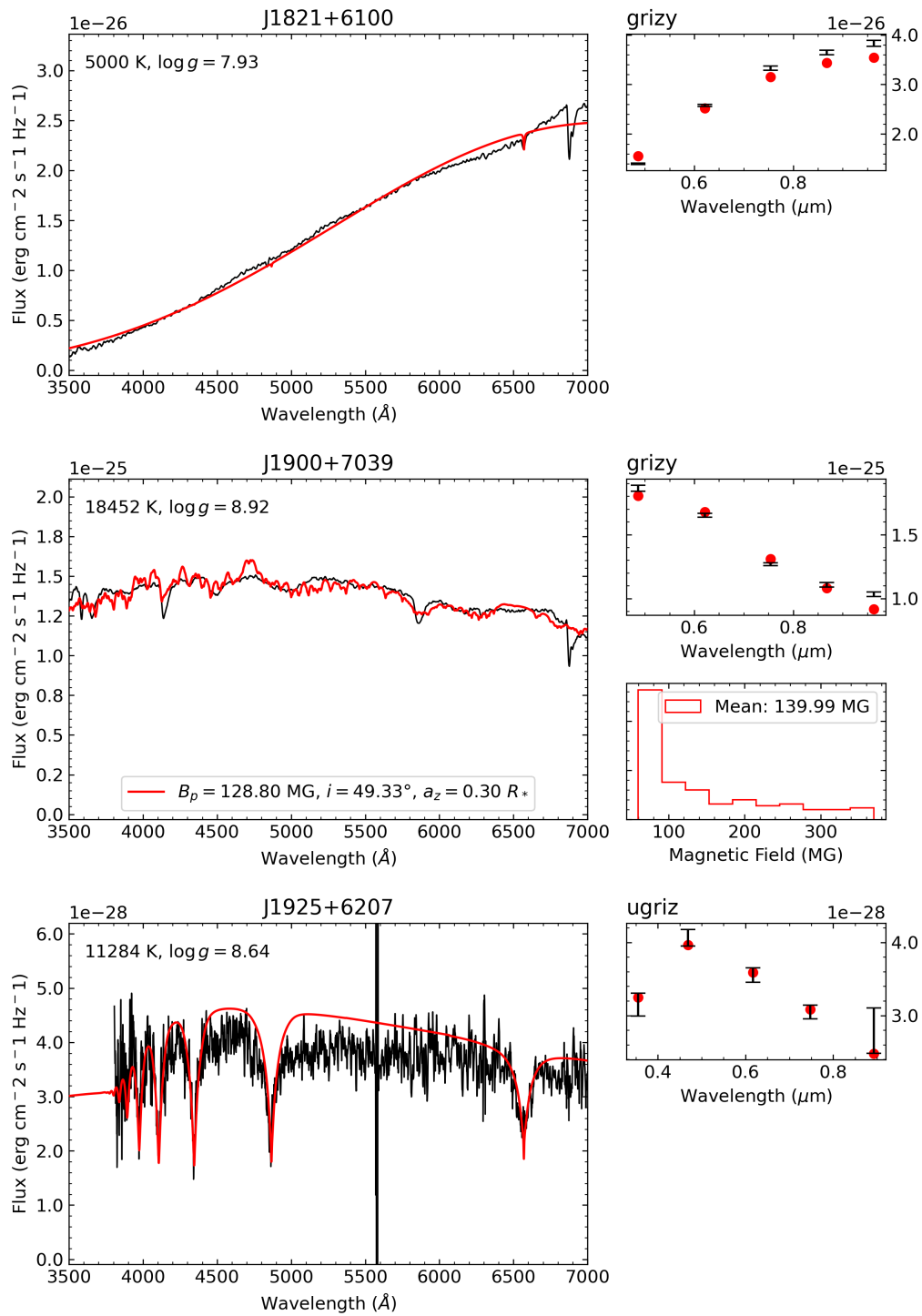


FIGURE A.1 (cont.)

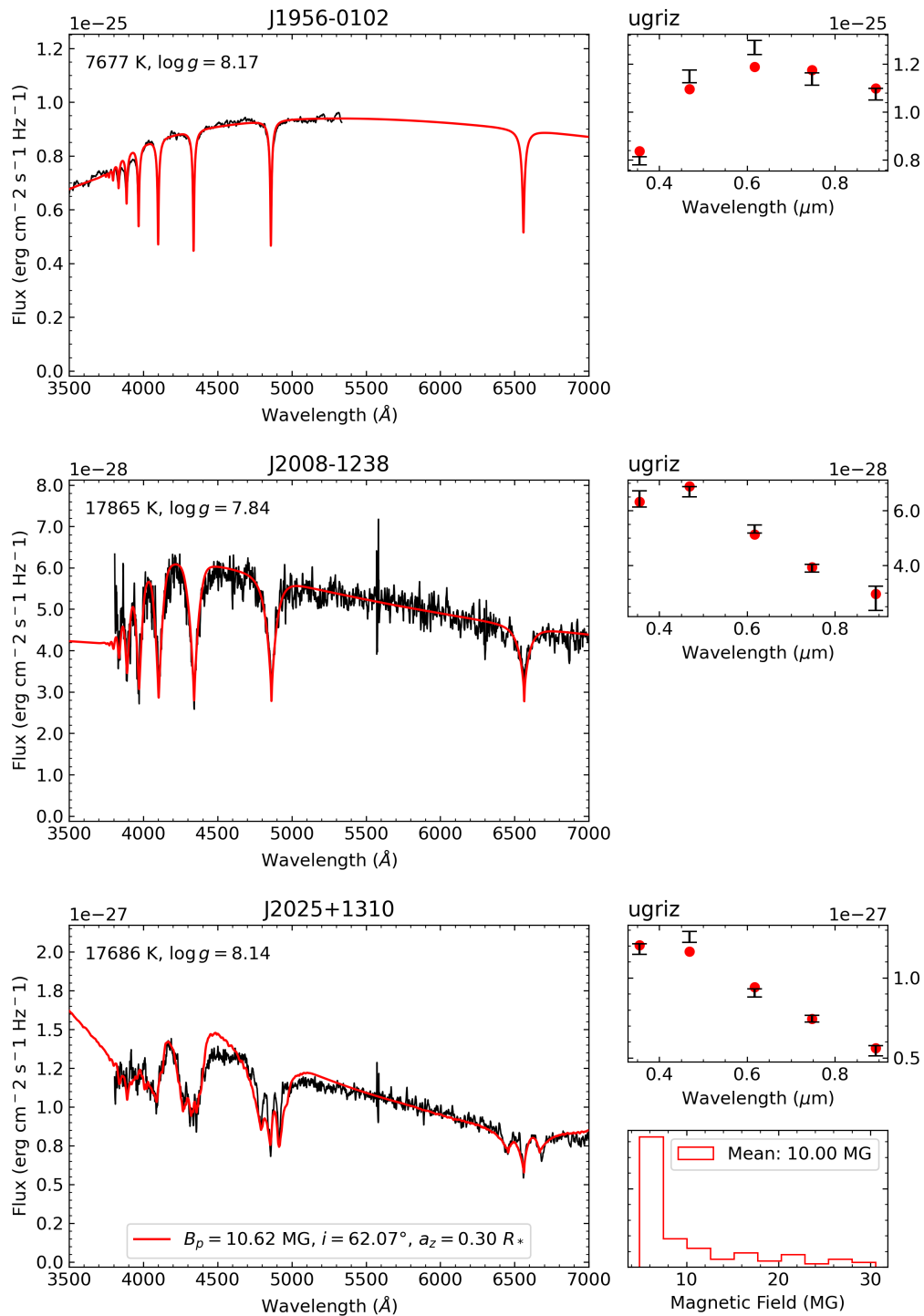


FIGURE A.1 (cont.)

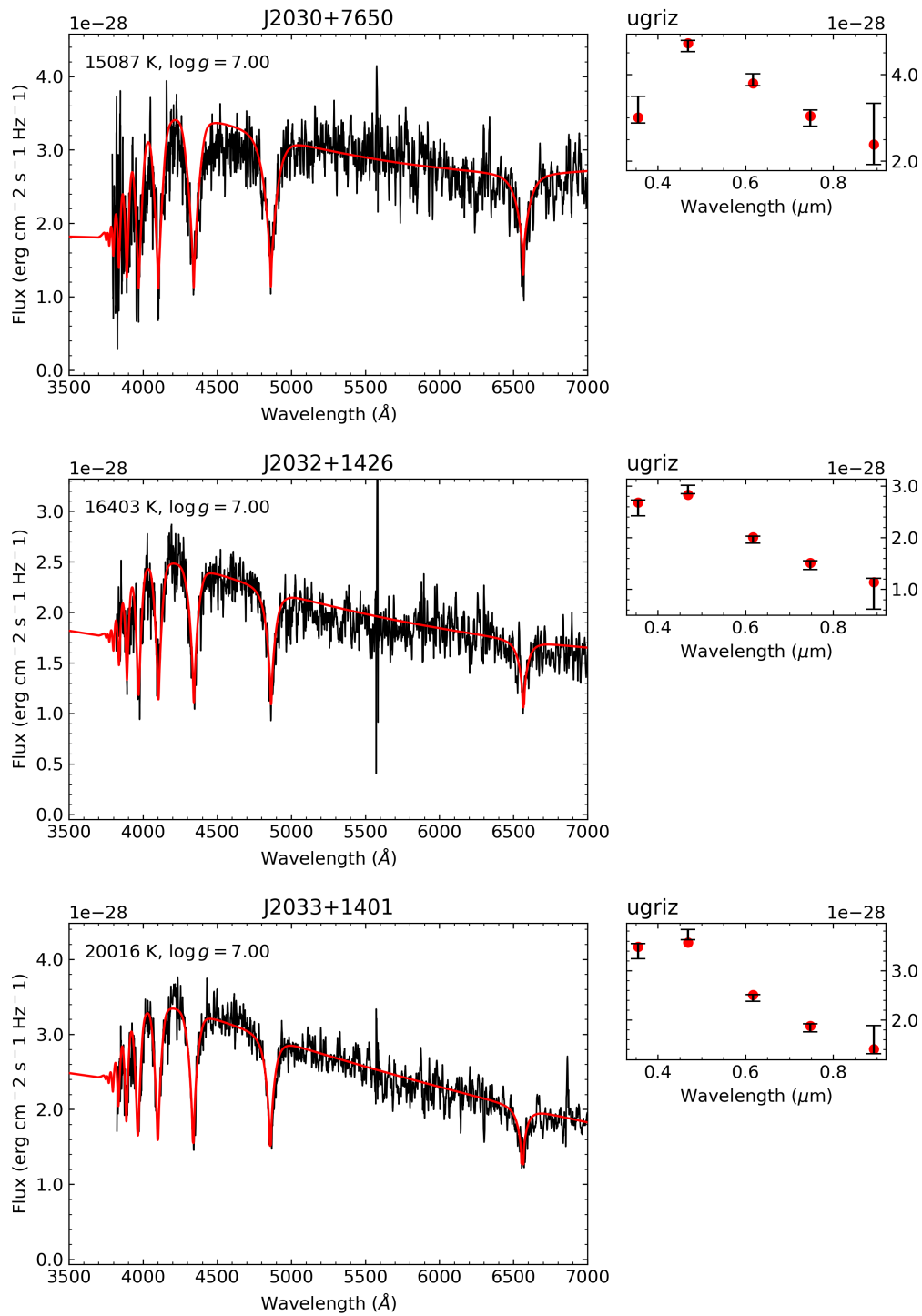


FIGURE A.1 (cont.)

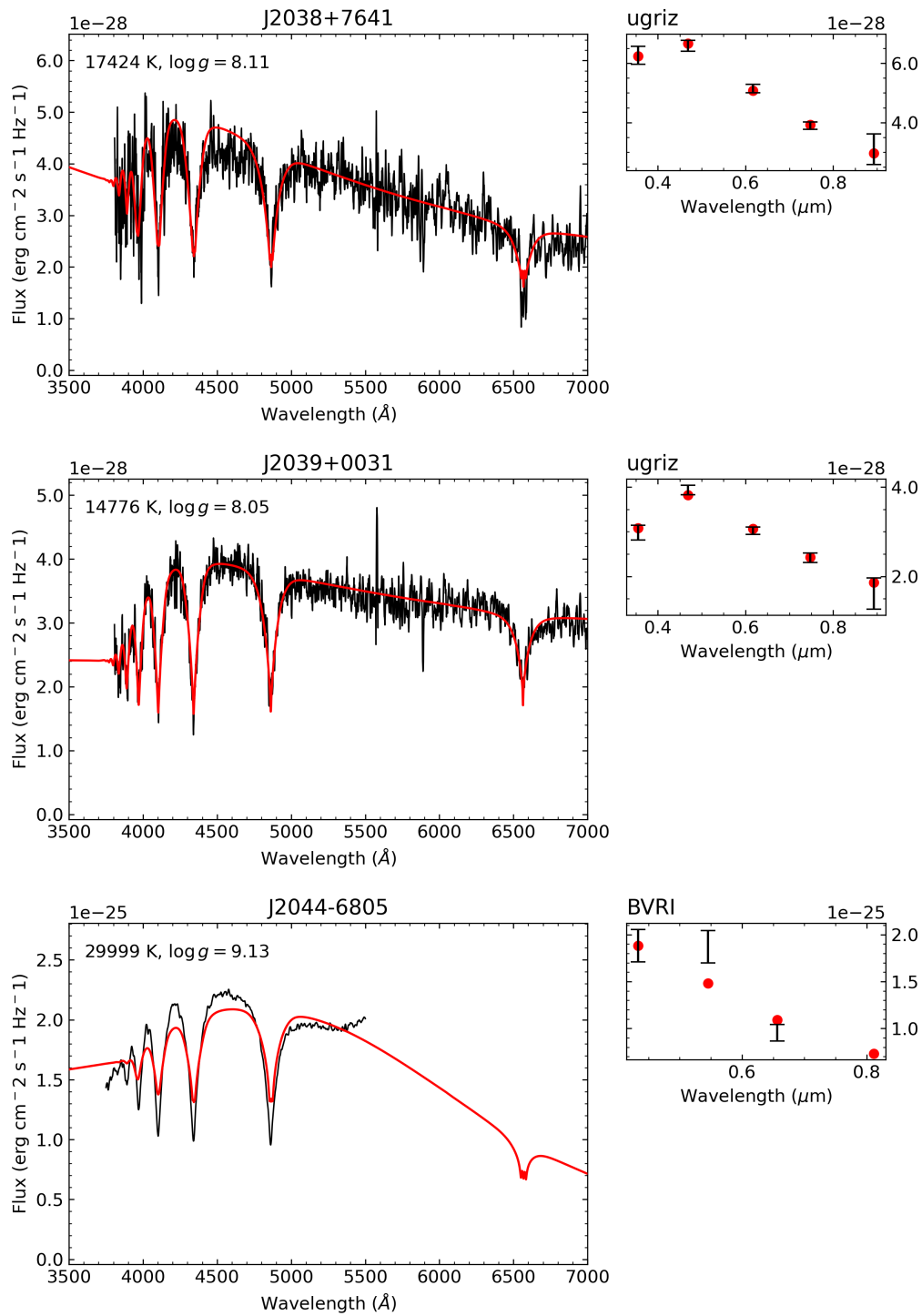


FIGURE A.1 (cont.)

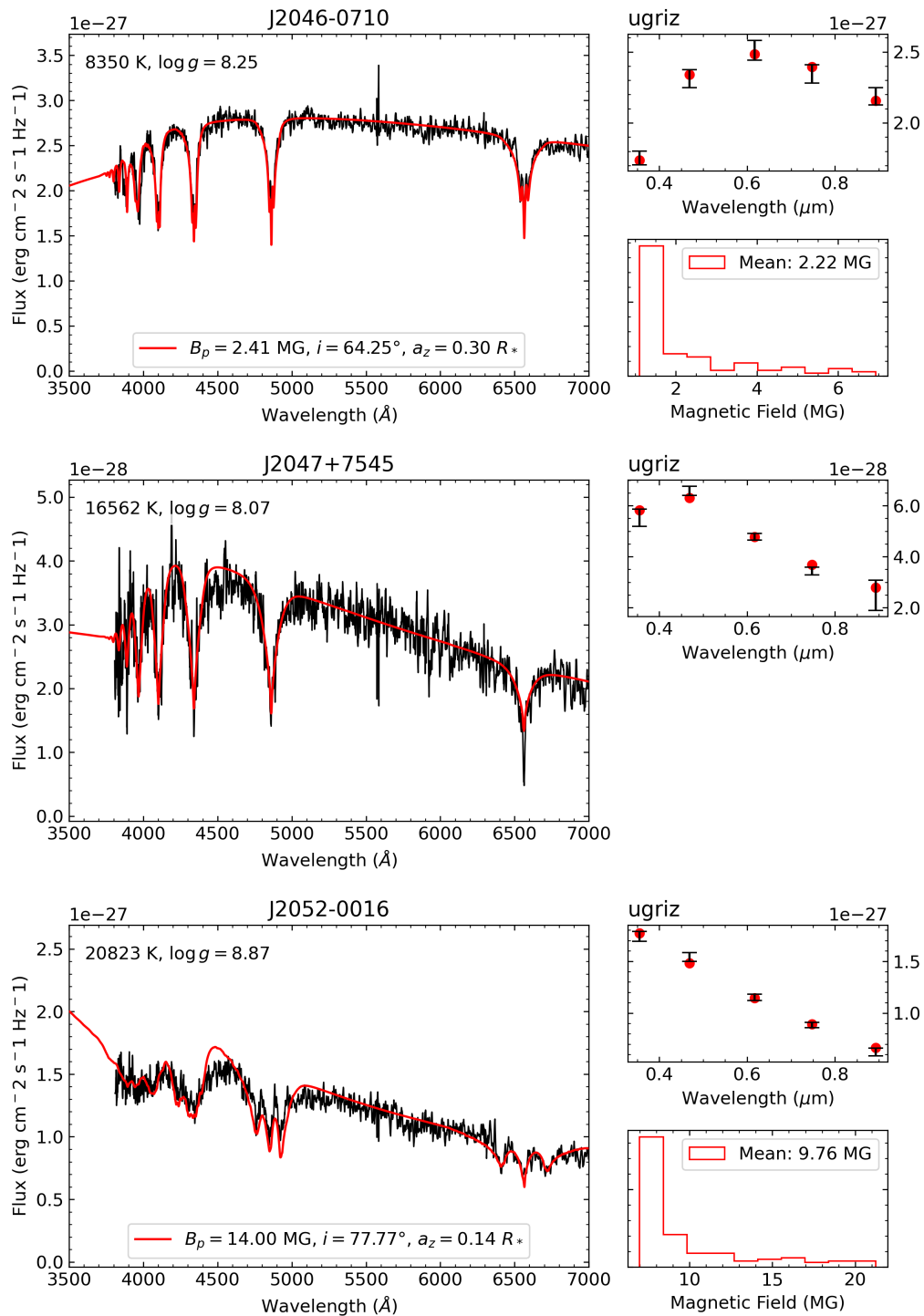


FIGURE A.1 (cont.)

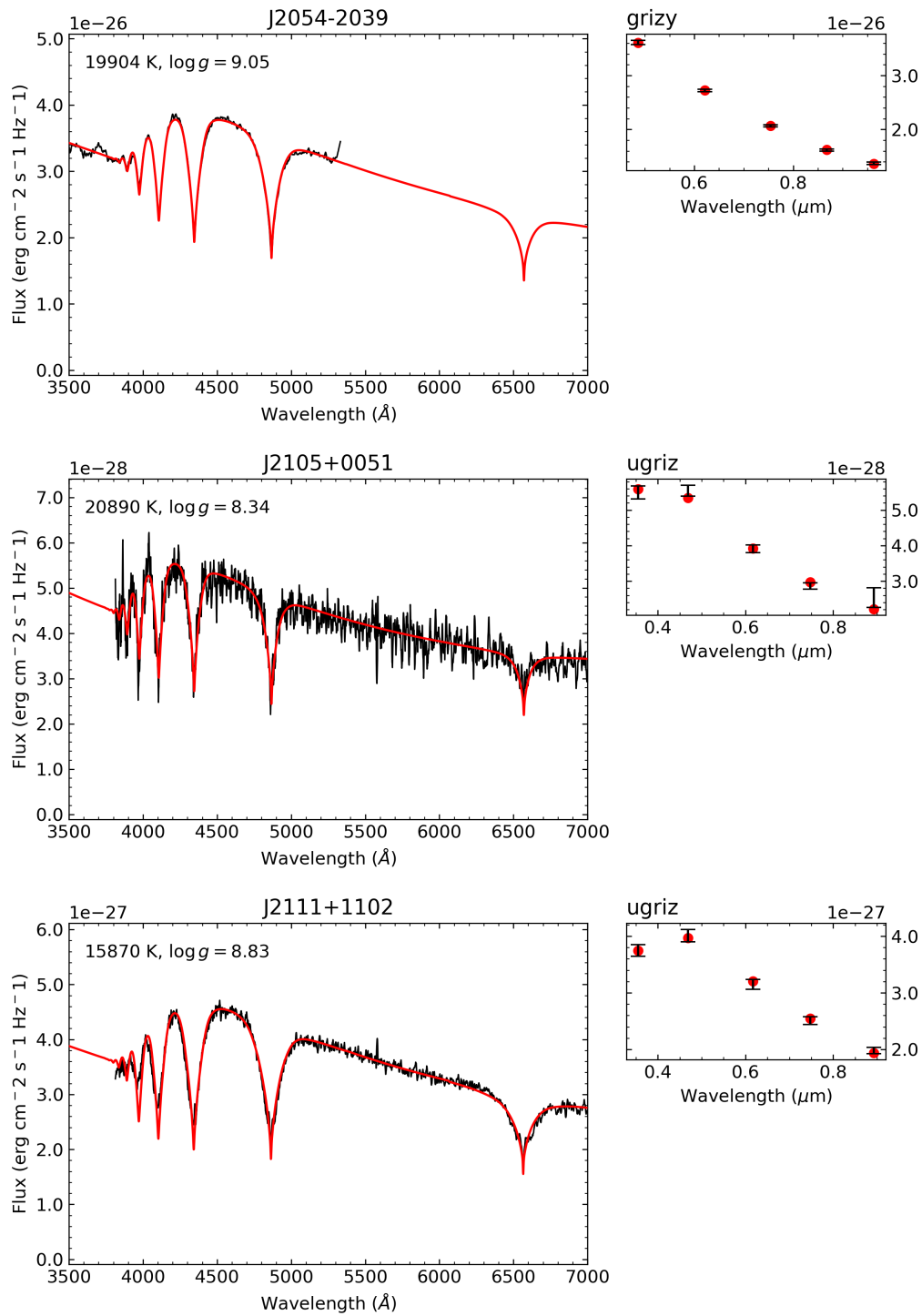


FIGURE A.1 (cont.)

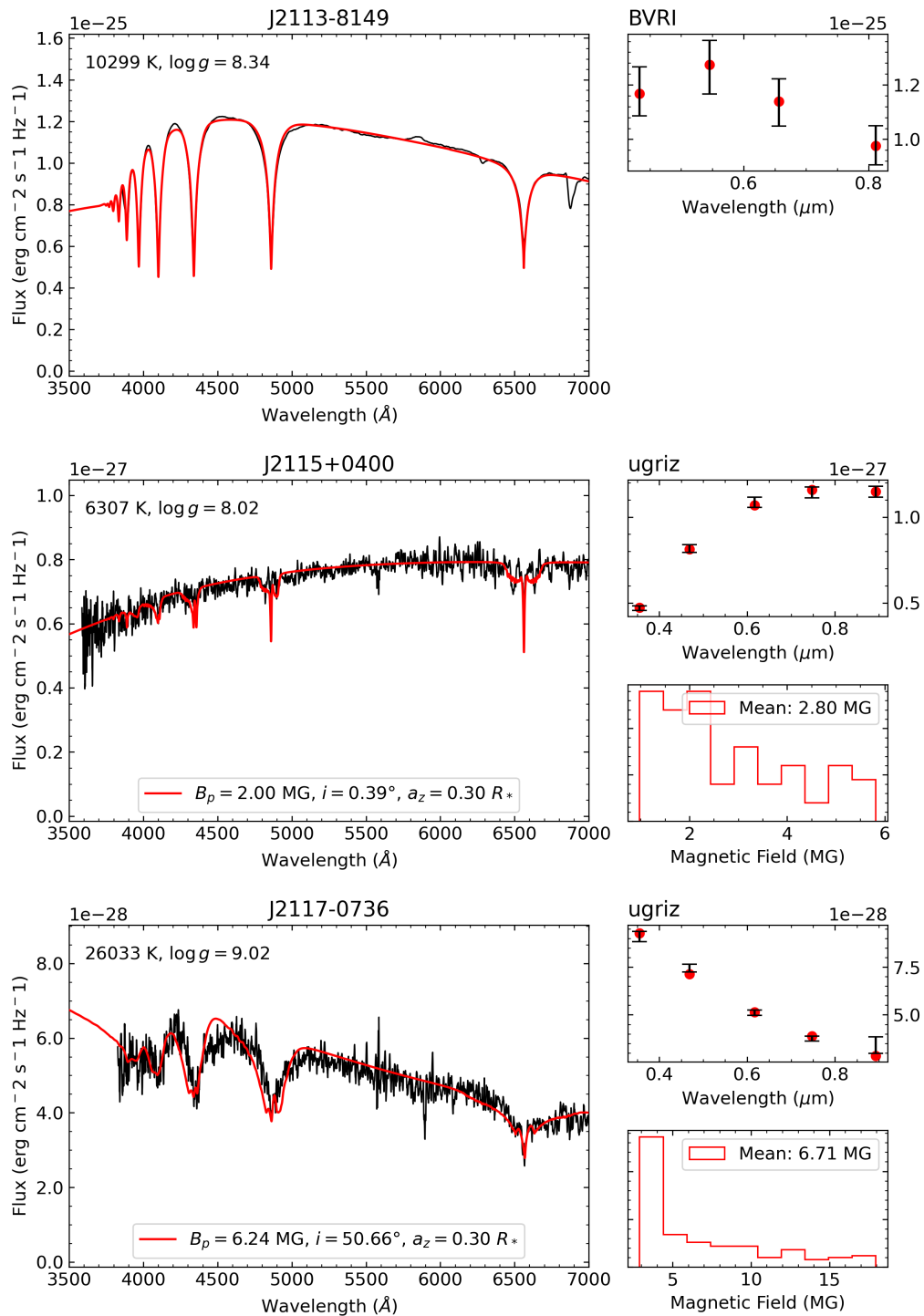


FIGURE A.1 (cont.)



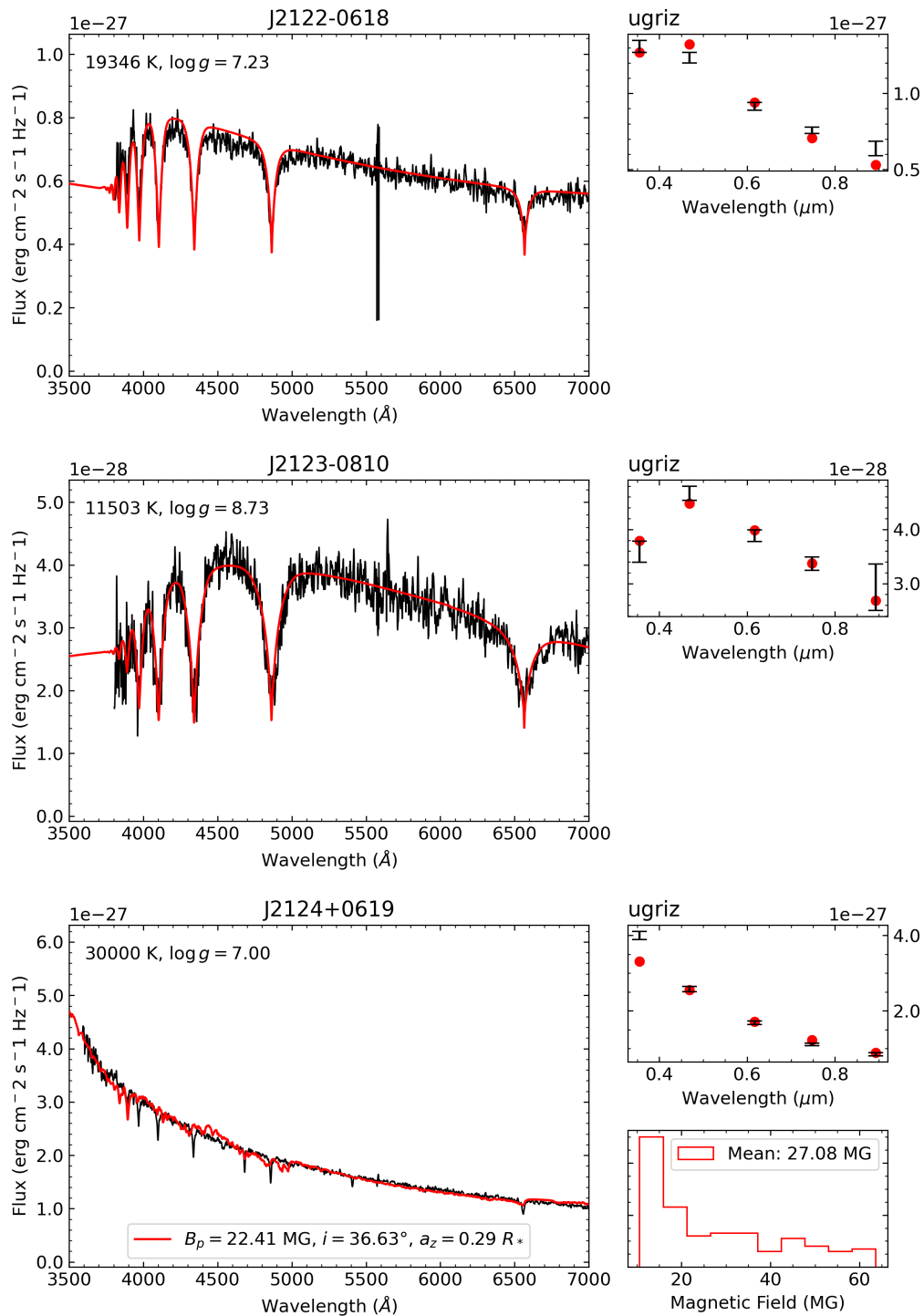


FIGURE A.1 (cont.)

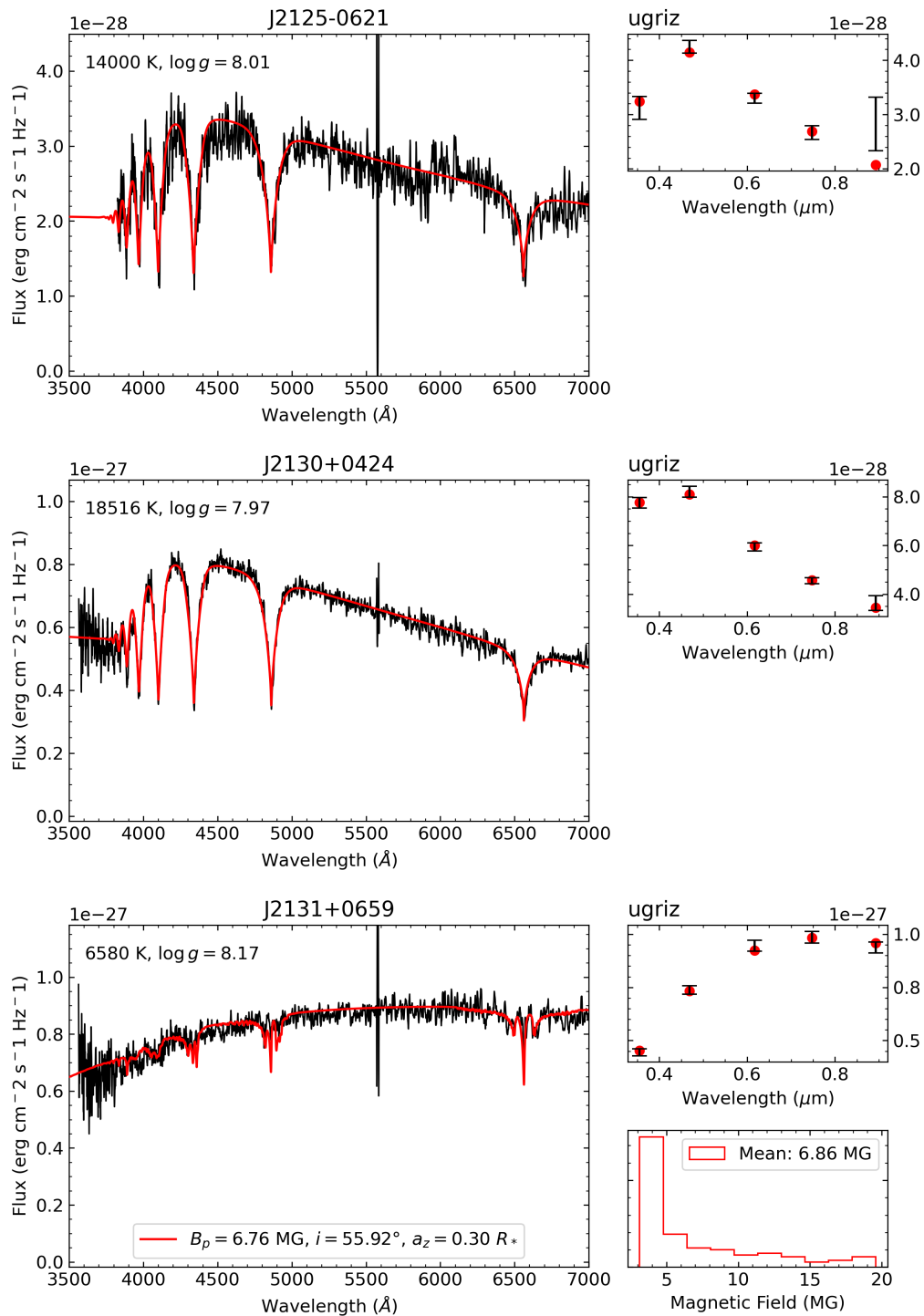


FIGURE A.1 (cont.)

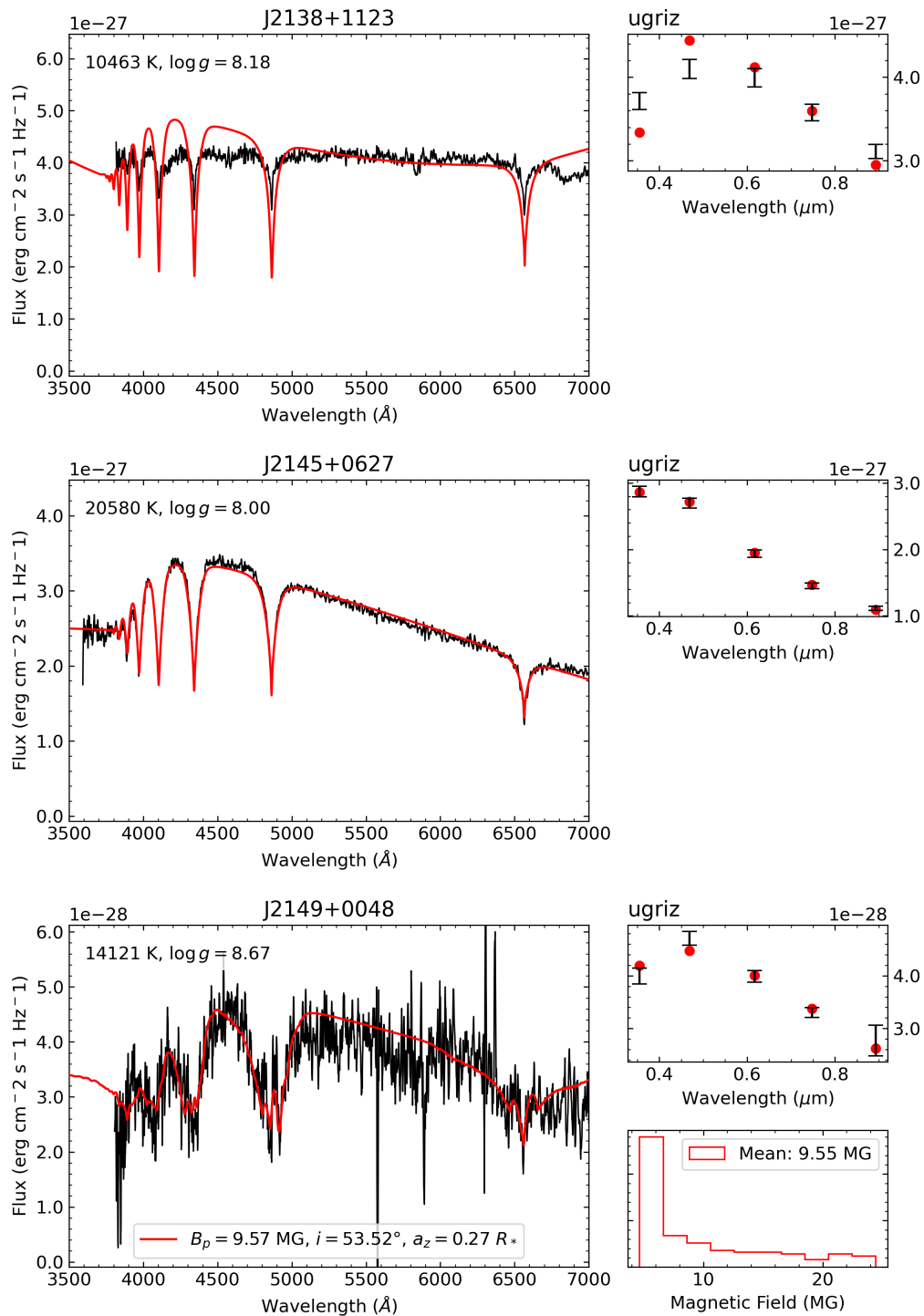


FIGURE A.1 (cont.)

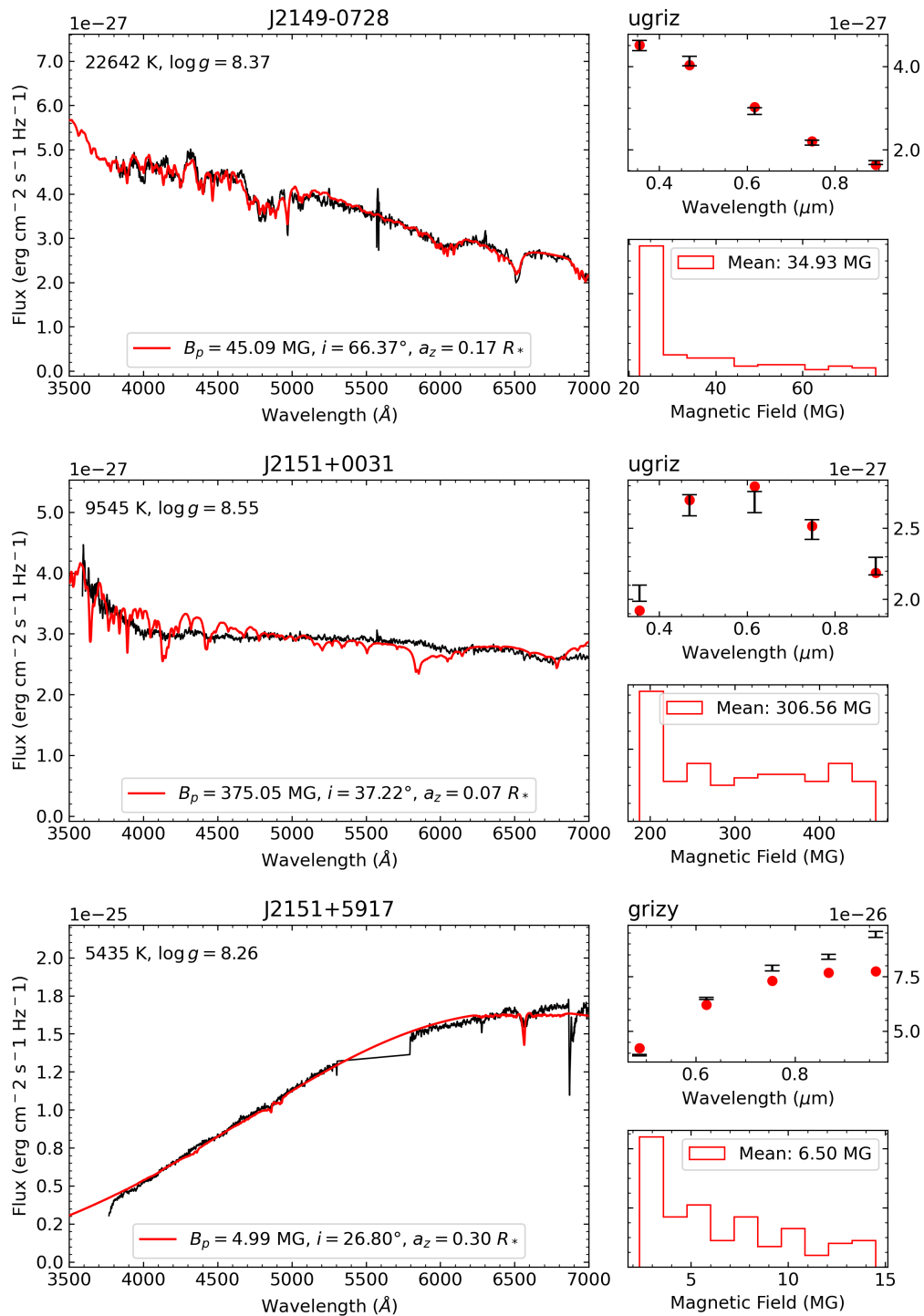


FIGURE A.1 (cont.)

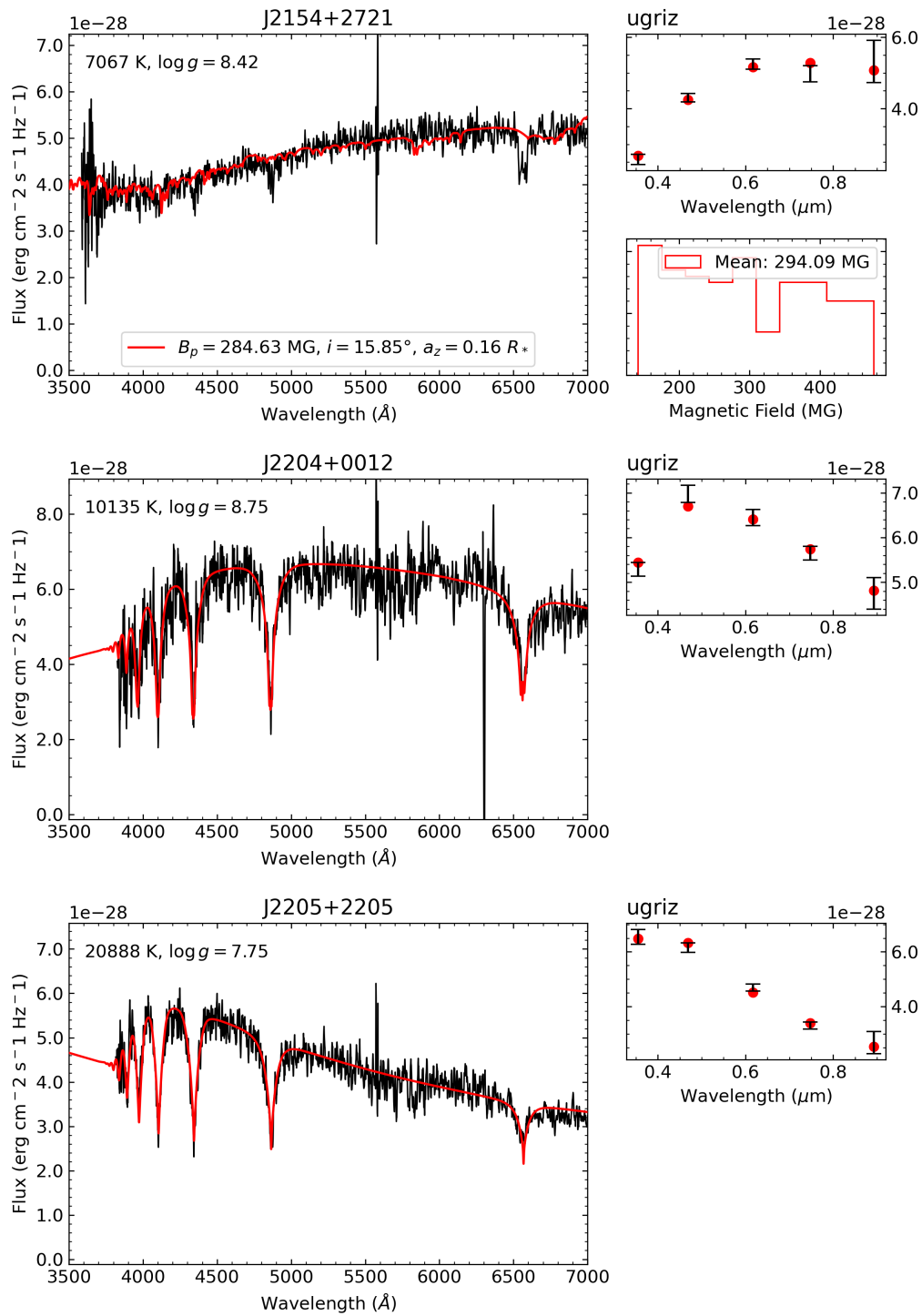


FIGURE A.1 (cont.)

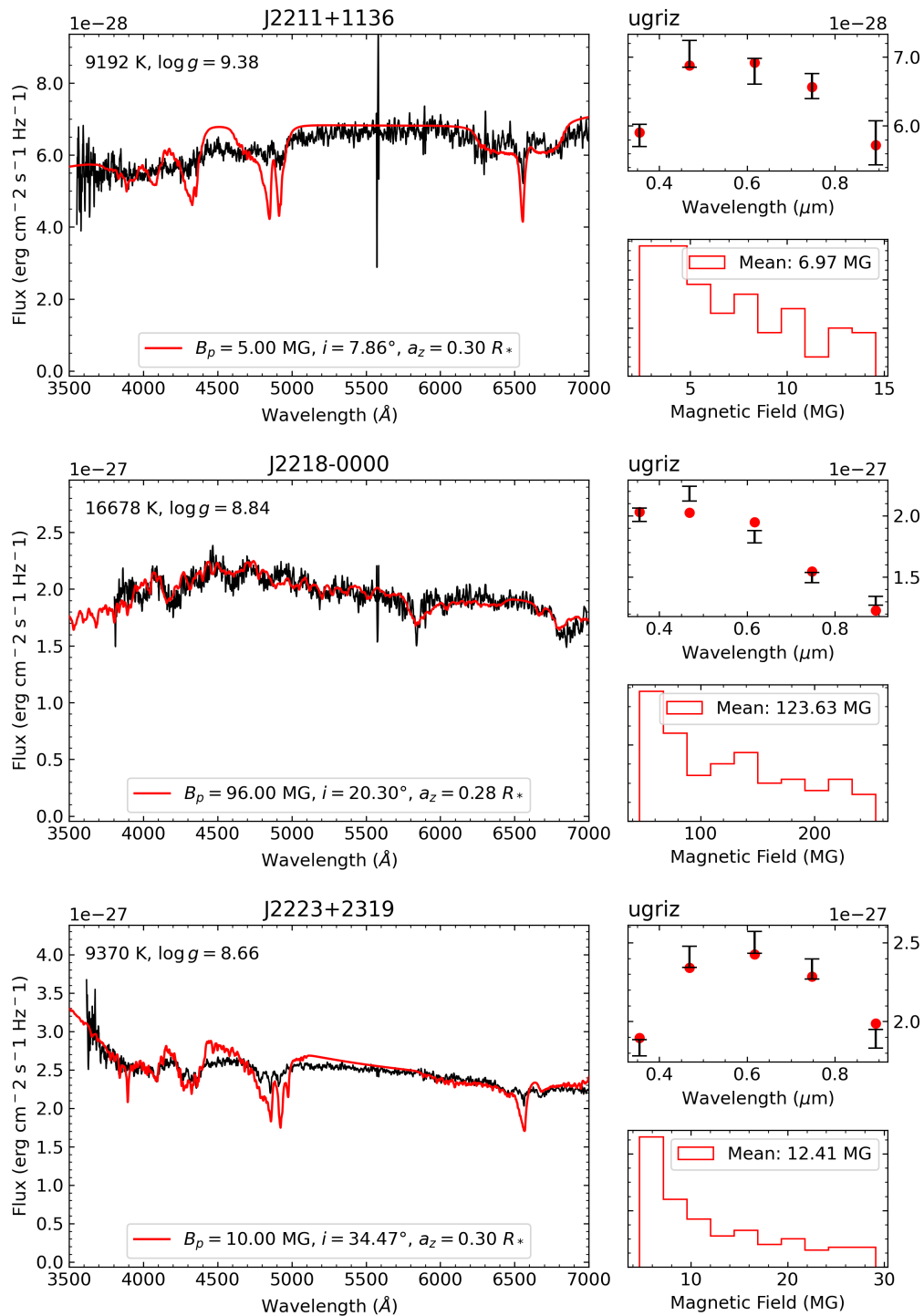


FIGURE A.1 (cont.)

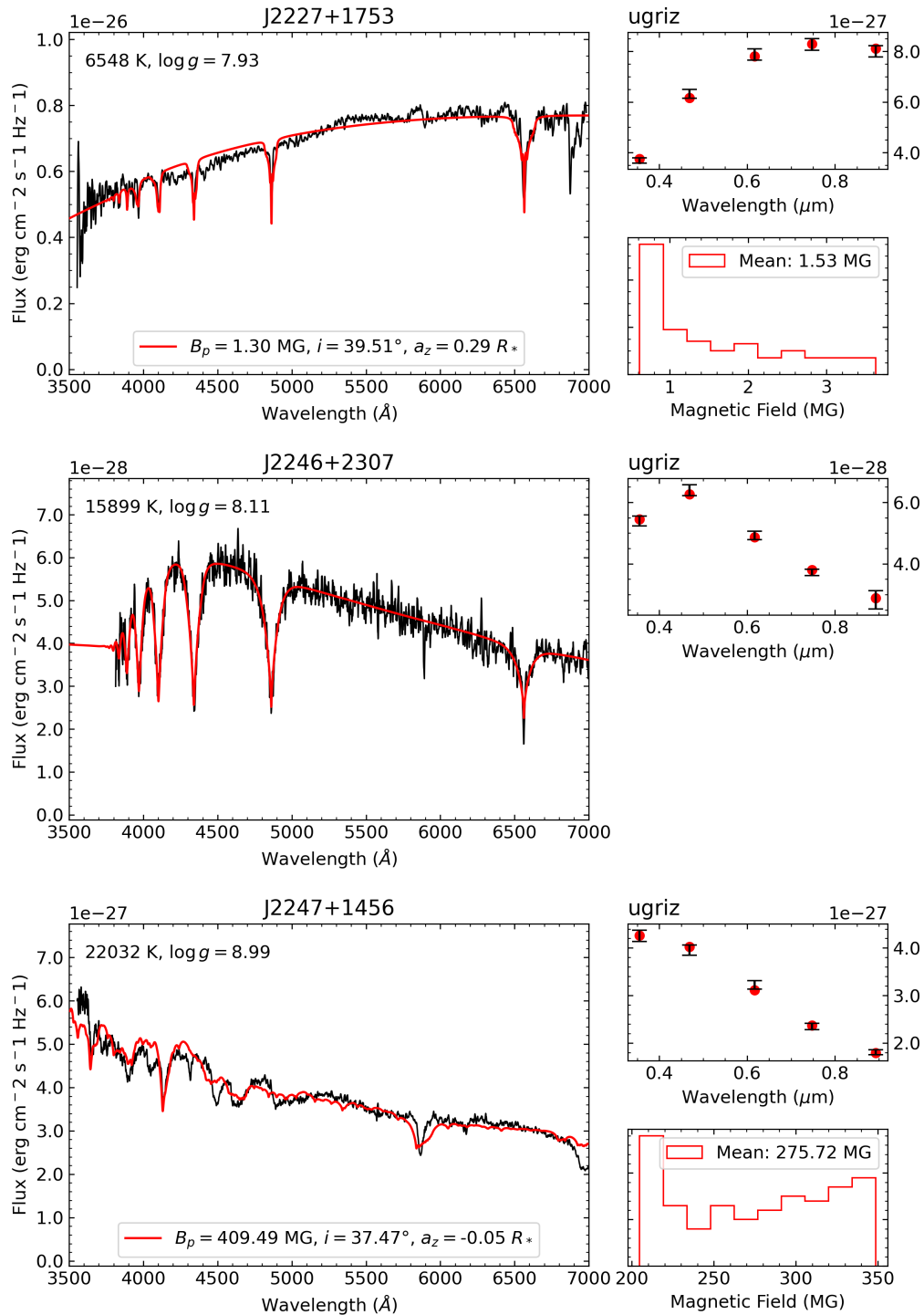


FIGURE A.1 (cont.)

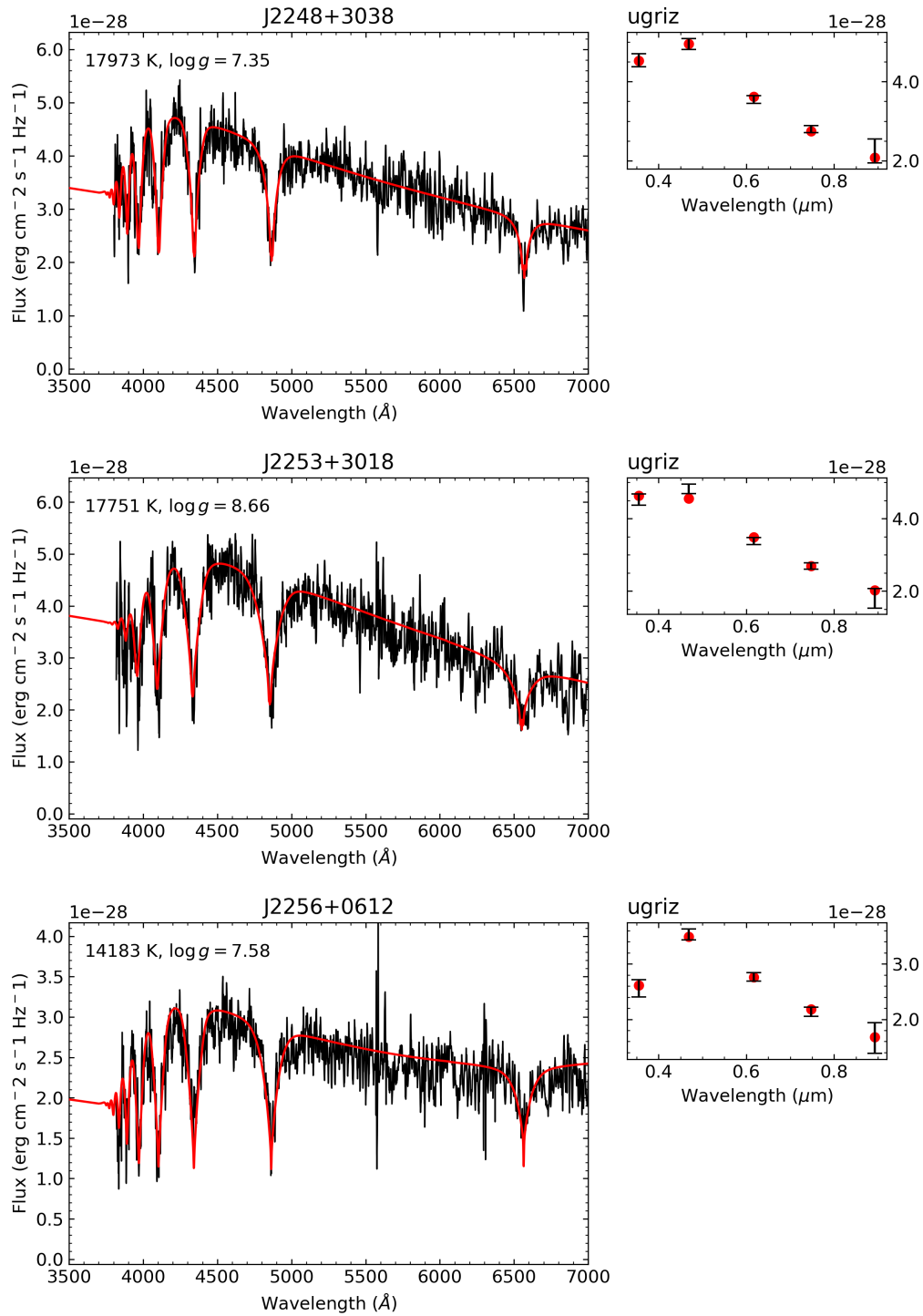


FIGURE A.1 (cont.)



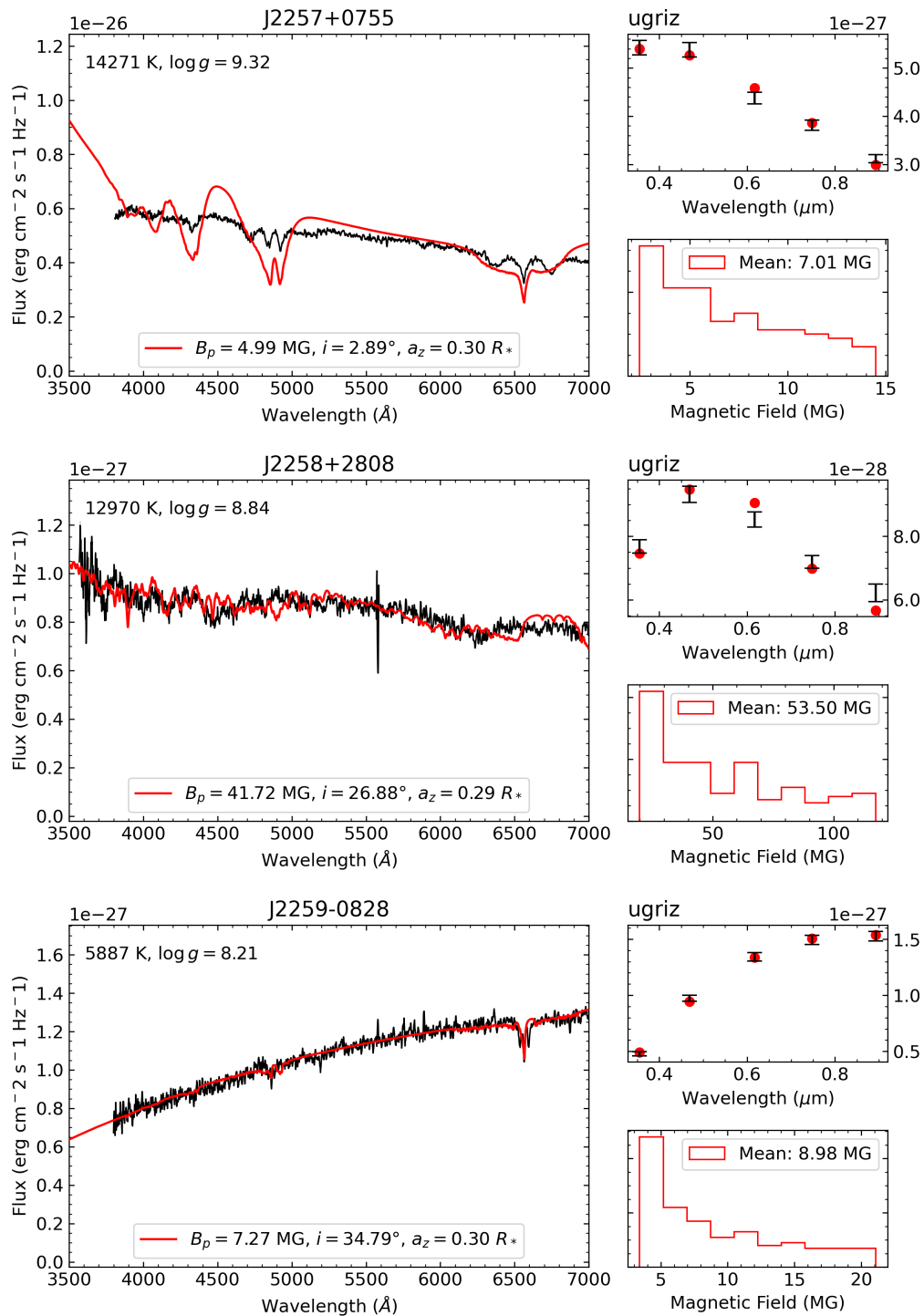


FIGURE A.1 (cont.)

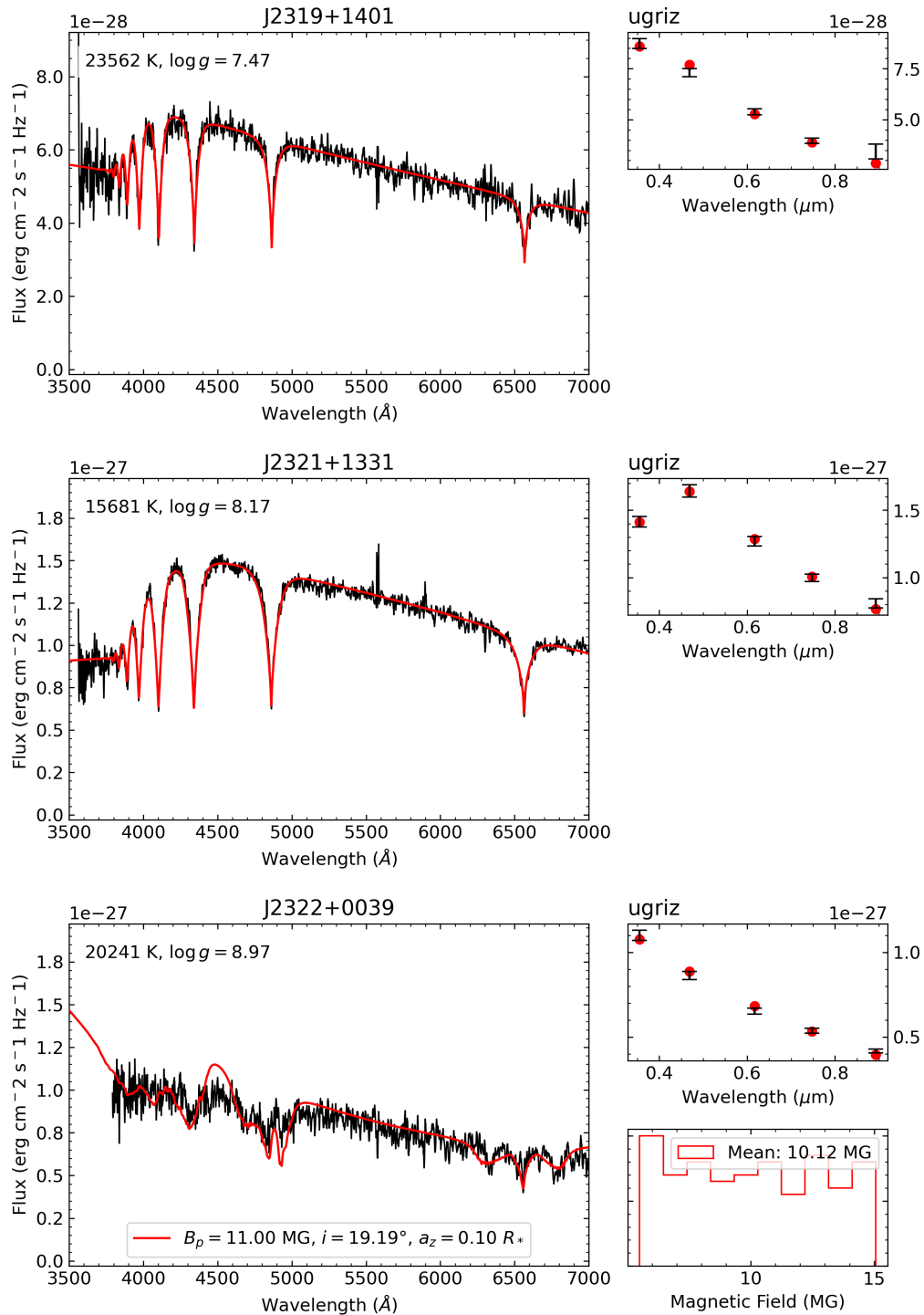


FIGURE A.1 (cont.)

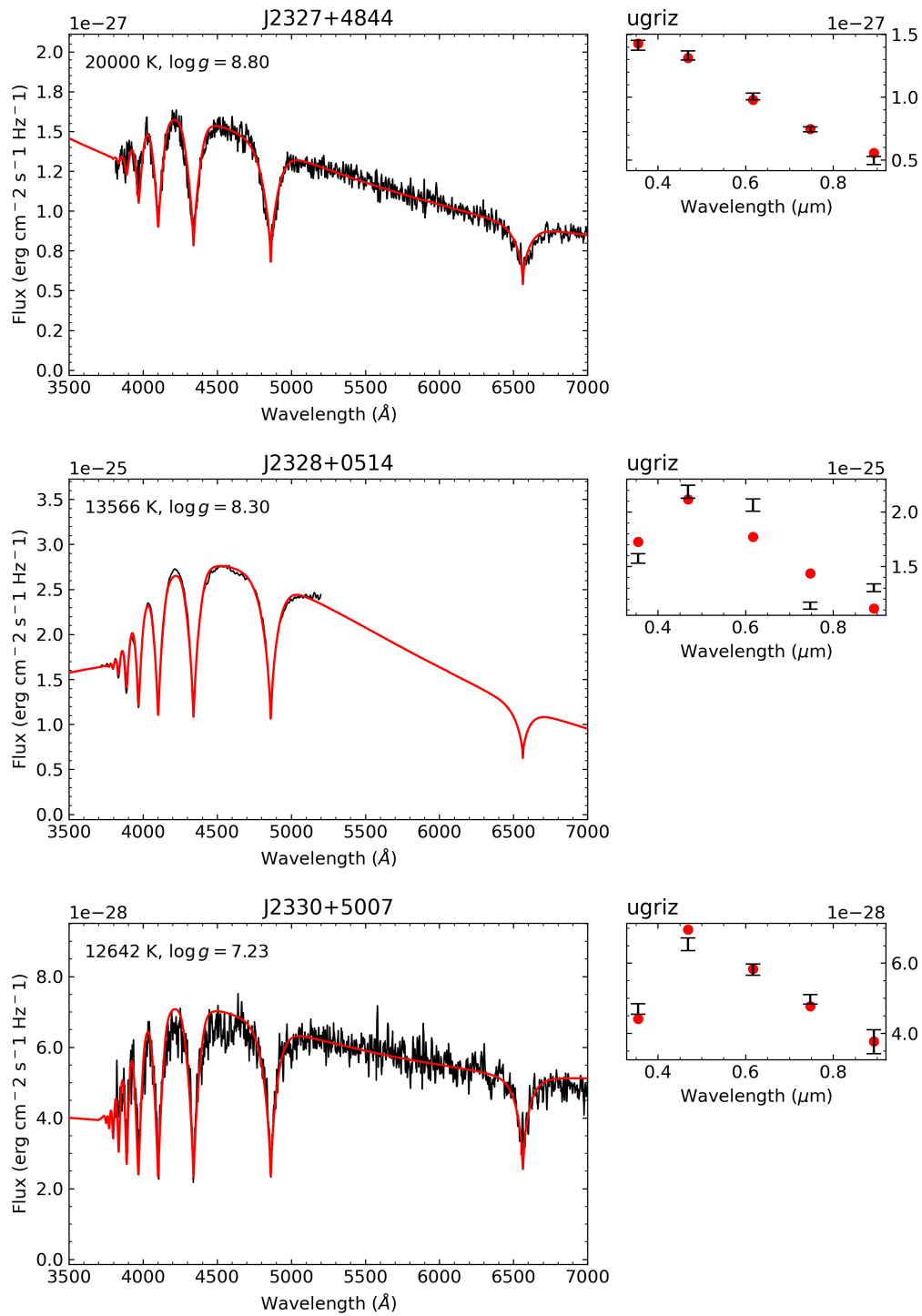


FIGURE A.1 (cont.)

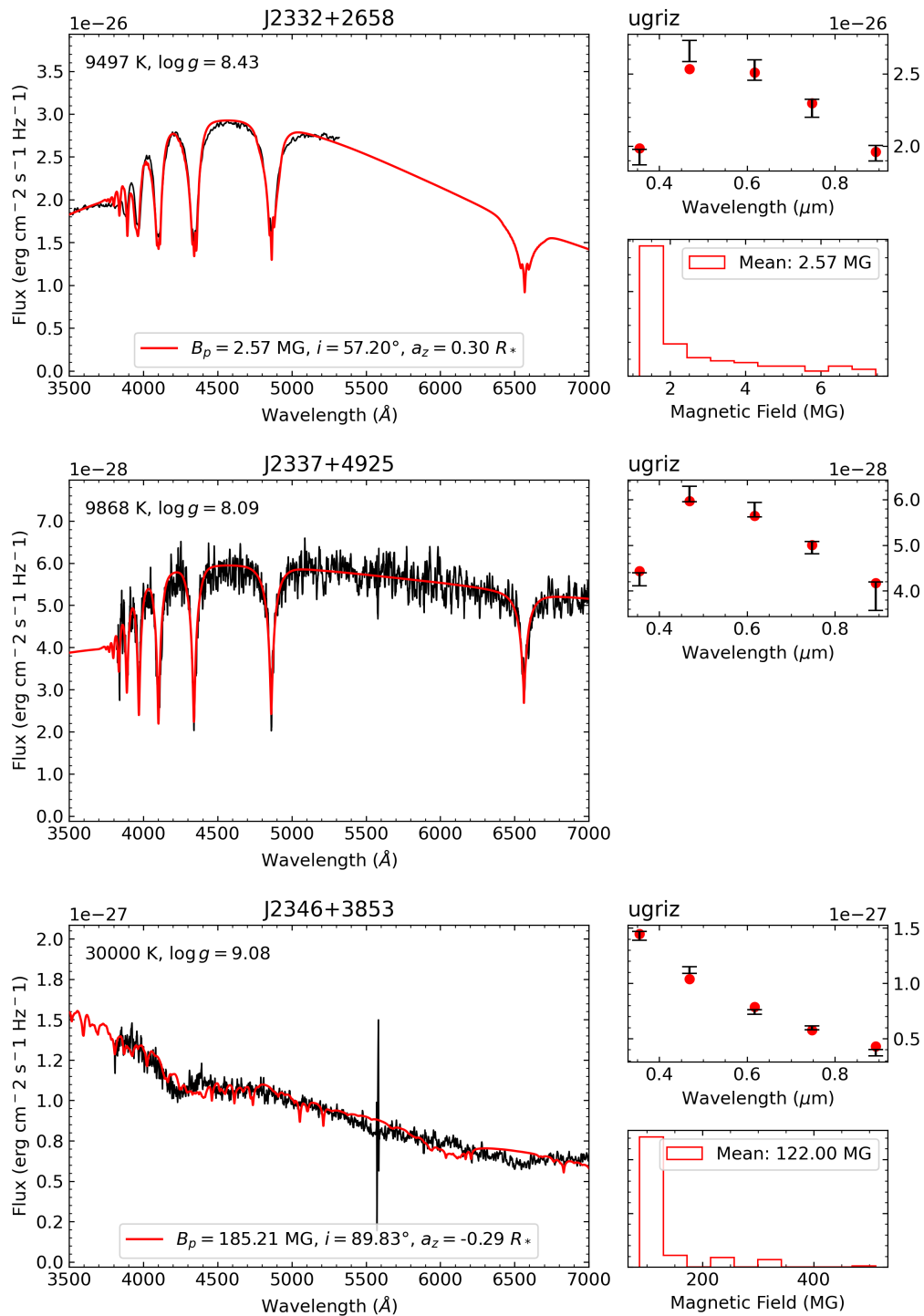


FIGURE A.1 (cont.)

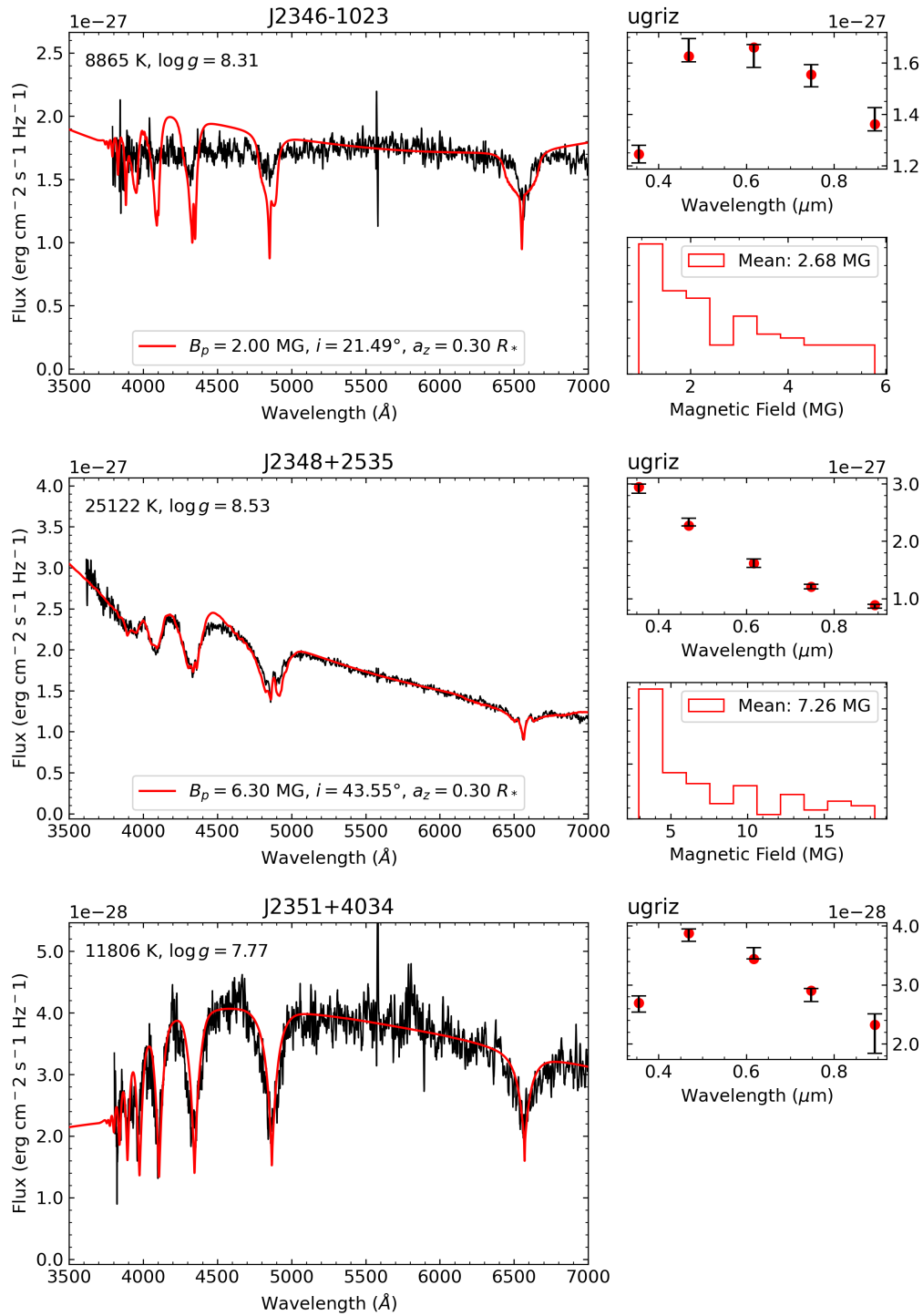


FIGURE A.1 (cont.)

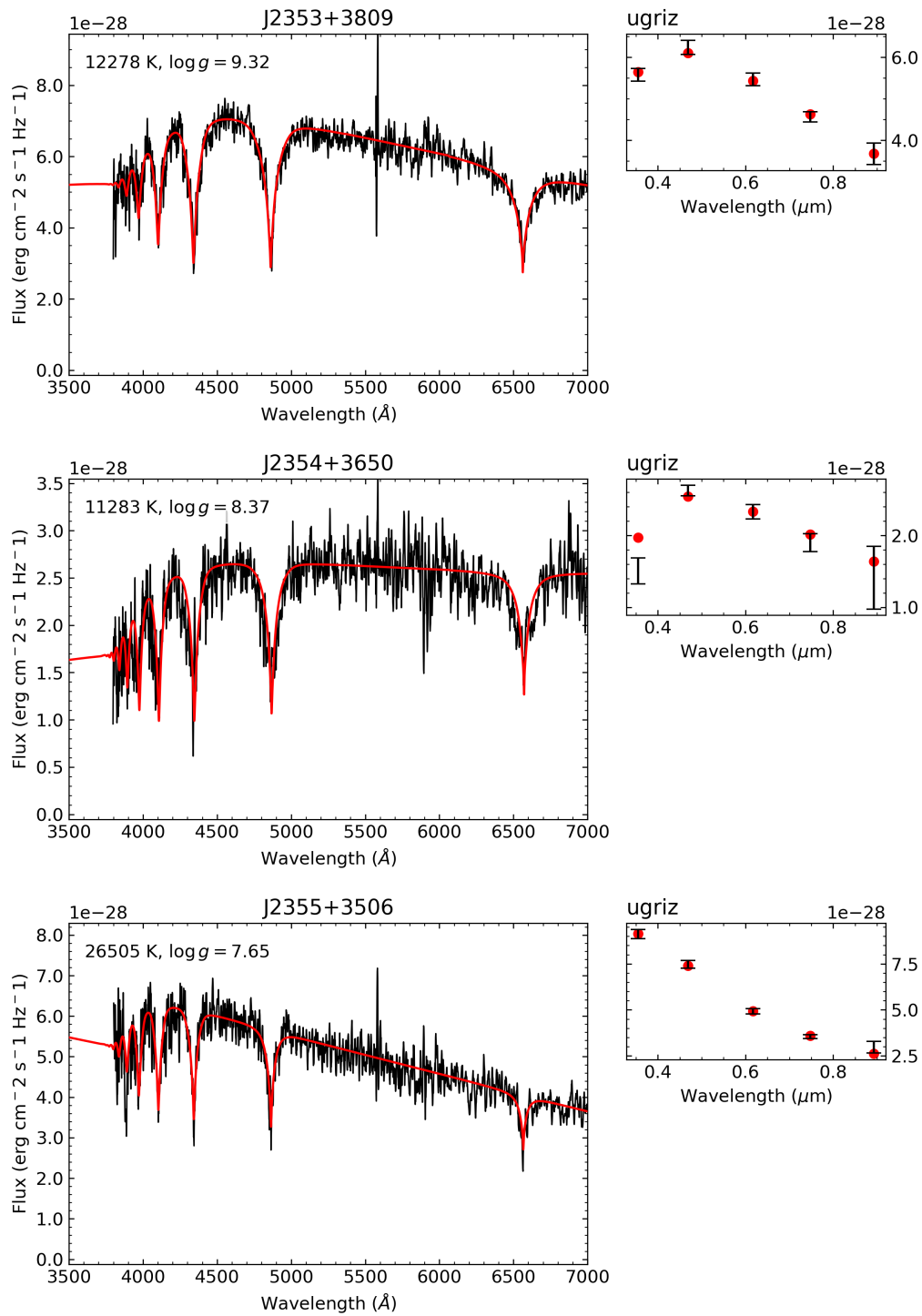


FIGURE A.1 (cont.)

## Annexe B

### Tables et Figures supplémentaires du Chapitre 3

TABLE B.I : Object Names and Coordinates

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0017+0041	2545579360599665792	WD 0015+004	4.42677	0.69359
J0021+1502	2792315366213367296	SDSS J002128.59+150223.8	5.36923	15.03962
J0029−2133	2360911537990561280	WD 0026−218	7.35903	−21.56164
J0043−1000	2377863773908424448	V* BV Cet	10.94093	−10.00755
J0119+3014	310195354299572864	SDSS J011919.89+301419.6	19.83284	30.23888
J0121+3846	323521675747536384	SDSS J012118.42+384606.9	20.32687	38.76858
J0124+4003	323694161634236160	SDSS J012426.34+400357.4	21.10968	40.06593
J0129−3055	5016897564123557248	GD 1363	22.48379	−30.91997
J0142+1315	2587543763765699968	WD 0140+130	25.68911	13.26281
J0211+0031	2507283748560308864	WD 0208+002	32.81857	0.52445
J0211+2115	99498964725981440	2MASS J02114816+2115491	32.95132	21.26327
J0212+0644	2521035817229538688	PB 6737	33.02212	6.73911
J0251+3515	140469482396822912	SDSS J025150.40+351548.3	42.96003	35.26337
J0305+3747	142506121529015552	SDSS J030502.28+374747.2	46.25951	37.79642
J0333+0007	3264551560189562112	WD 0330−000	53.33526	0.12236
J0343−0641	3244357341222727168	WD 0340−068	55.78407	−6.69099
J0543+8340	558429448802982272	SDSS J054326.73+834056.2	85.86161	83.68228
J0724+3640	897316936986669440	SDSS J072453.57+364010.6	111.22322	36.66959
J0732+1642	3169153597742027520	SDSS J073249.55+164205.5	113.20644	16.70154
J0736+6712	1096007415499429888	SDSS J073647.22+671240.5	114.19686	67.21126
J0742+3157	880354496226790400	SDSS J074213.37+315703.2	115.55557	31.95080
J0800+0655	3144237908341731712	SDSS J080042.47+065542.1	120.17677	6.92838
J0822+1201	649304840753259520	SDSS J082247.60+120146.8	125.69833	12.02964
J0830+5057	1028123052204089472	SDSS J083047.22+505734.2	127.69678	50.95952
J0836+1548	657870899622031104	SDSS J083627.35+154850.3	129.11392	15.81394
J0837+5332	1030233534709729152	SDSS J083754.83+533240.3	129.47848	53.54459

*Table B.I continued on next page*

**Table B.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J0840+5511	1031044076641942656	SDSS J084040.43+551113.4	130.16853	55.18702
J0842−0222	3072348715677121280	Gaia DR2 3072348715677121280	130.56227	−2.37407
J0844+3129	706879014794590976	GALEX 2737108878850263243	131.01865	31.48999
J0847+4842	1015028491488955776	WD 0843+488	131.81740	48.70567
J0849+2857	705246450482748288	SDSS J084929.10+285720.4	132.37098	28.95563
J0856+1611	611401999180118528	EGGR 904	134.07880	16.18424
J0856+2534	691604221304319744	GALEX 2693902448450342235	134.20675	25.57799
J0910+3941	815252481465706752	SDSS J091004.67+394153.5	137.51950	39.69828
J0924+3613	798681333703439872	PM J09249+3613	141.23151	36.21871
J0935+4429	815134799361707392	US 736	143.75874	44.49456
J0938+4740	824699760249852544	SDSS J093832.79+474050.6	144.63653	47.68060
J0942+5401	1021347930273637888	SDSS J094209.49+540157.5	145.53941	54.03265
J1035+2739	728338148874098304	GALEX 2694887658113466845	158.82427	27.65950
J1046−0518	3776918275016618112	HE 1043−0502	161.54037	−5.30431
J1121+1039	3915674026806527616	SDSS J112148.80+103934.2	170.45311	10.65946
J1142+2052	3979498031099140736	SDSS J114246.46+205222.1	175.69354	20.87285
J1144+6629	1056998259069523584	WD 1141+667	176.16316	66.49120
J1153+1331	3923217711660623232	SDSS J115345.97+133106.6	178.44141	13.51852
J1155+3148	4027359845271139328	WD 1152+320	178.76523	31.80715
J1202+4034	4034928775942285184	SDSS J120224.38+403455.7	180.60152	40.58217
J1214−1724	3520974164461518592	HE 1211−1707	183.53433	−17.41188
J1257+1216	3737248204724387712	SDSS J125726.95+121613.4	194.36225	12.27040
J1308+8502	1726678630833373824	GJ 3768	197.18267	85.04004
J1317+3917	1524545508398868352	SDSS J131717.75+391719.6	199.32390	39.28876
J1328+5908	1662221475346089984	WD 1327+594	202.24176	59.14751
J1341−2219	6192440730197235072	HE 1338−2204	205.32176	−22.32894
J1348+1100	3727110943738807424	SDSS J134845.98+110008.8	207.19144	11.00244
J1349+2056	1250142315600142848	SDSS J134913.52+205646.9	207.30614	20.94635
J1407+3011	1453322271887656448	SDSS J140750.65+301130.2	211.96097	30.19168
J1428+1039	1177342619932795008	SDSS J142810.12+103953.7	217.04212	10.66489
J1437+3152	1286229592893341184	SDSS J143739.13+315248.8	219.41296	31.88014

**Table B.I** *continued on next page*



**Table B.I** (*continued*)

J Name	Gaia Source ID	MWDD ID	R.A.	Decl.
J1453+0652	1160931721694284416	SDSS J145301.61+065221.0	223.25671	6.87233
J1455+1812	1188753901361576064	SDSS J145558.39+181252.4	223.99327	18.21449
J1532+1647	1207706531182157568	LSPM J1532+1647	233.22902	16.79276
J1532+4914	1402291738219385856	GALEX 2686548949043512447	233.10086	49.24829
J1537+2337	1220733952969649792	SDSS J153725.51+233719.6	234.35622	23.62220
J1603+5249	1404750795975116544	SDSS J160319.39+524935.9	240.83072	52.82668
J1611+0921	4453251478106450432	SDSS J161159.82+092134.1	242.99921	9.35948
J1616+1714	1198777431614139008	SDSS J161643.67+171453.2	244.18205	17.24789
J1623+0650	4439549776517821184	SDSS J162352.60+065056.8	245.96915	6.84907
J1623+3546	1329468781009484928	SDSS J162303.19+354641.0	245.76326	35.77803
J1640+5341	1425909733315616000	GD 356	250.23722	53.68508
J1704+3213	1310514849813902592	SDSS J170400.01+321328.7	256.00001	32.22452
J1724+3234	1333808965722096000	GALEX 2680391679633002665	261.13393	32.57089
J1732+3356	4602096559046690816	SDSS J173232.09+335610.4	263.13371	33.93619
J1849+6458	2253826832091026560	Gaia DR2 2253826832091026560	282.35944	64.96981
J1900+7039	2262849634963004416	GJ 742	285.04387	70.66653
J2012+3113	2053953008490747392	GD 229	303.09296	31.23066
J2126−0024	2687624026545008640	SDSS J212656.71−002423.8	321.73636	−0.40661
J2151+0031	2681243457490130304	SDSS J215135.01+003140.2	327.89589	0.52740
J2211+2221	1782182385825578496	SDSS J221150.49+222139.6	332.96032	22.36094
J2247+1456	2732459327587247360	WD 2245+146	341.92286	14.94378
J2258+2808	1883599208067212160	SDSS J225828.49+280829.0	344.61871	28.14140
J2323−0046	2644029696174113280	PHL 493	350.90657	−0.77456
J2346+3853	1919346461391649152	SDSS J234605.44+385337.7	356.52261	38.89375

TABLE B.II : Rejected Candidates

J Name	Reason
J0021+1502 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0029−2133	Effective temperature too low for DB
J0121+3846	Not magnetic
J0124+4003	Not magnetic
J0129−3055	Effective temperature too low for DB
J0211+0031 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0211+2115 <sup>a</sup>	Not magnetic
J0251+3515	Not magnetic
J0333+0007 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0343−0641 <sup>a</sup>	Shallow hydrogen features
J0543+8340	Not magnetic
J0724+3640	Not magnetic
J0736+6712	Too noisy
J0742+3157 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0800+0655 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0840+5511	Not magnetic
J0844+3129	Not magnetic
J0847+4842 <sup>a</sup>	DBA (Balmer lines visible)
J0849+2857 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0856+2534 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0910+3941	Too noisy
J0924+3613 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J0938+4740	Effective temperature too low for DB
J1035+2739	Not magnetic
J1121+1039 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J1142+2052	Effective temperature too low for DB
J1144+6629 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J1153+1331 <sup>a</sup>	Too noisy
J1155+3148	Not magnetic
J1202+4034 <sup>a</sup>	Too noisy

**Table B.II** *continued on next page*

**Table B.II** (*continued*)

J Name	Reason
J1308+8502 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J1317+3917	Not magnetic
J1328+5908 <sup>a</sup>	Possibly double magnetic DA binary
J1341−2219	Possibly DBA
J1349+2056 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J1428+1039	Not magnetic
J1532+1647 <sup>a</sup>	Possibly DQ
J1532+4914	Not magnetic
J1537+2337	Not magnetic
J1616+1714	Not magnetic
J1623+0650 <sup>a</sup>	Not a DB
J1623+3546 <sup>a</sup>	Too noisy
J1640+5341 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J1704+3213 <sup>a</sup>	Not a DB
J1732+3356	Not magnetic
J1849+6458	Effective temperature too low for DB
J2126−0024	Not magnetic
J2151+0031 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB
J2211+2221	Not magnetic
J2258+2808 <sup>a</sup>	Effective temperature too low for DB

<sup>a</sup> Labeled as Magnetic non DA in Hardy et al. (2022a)

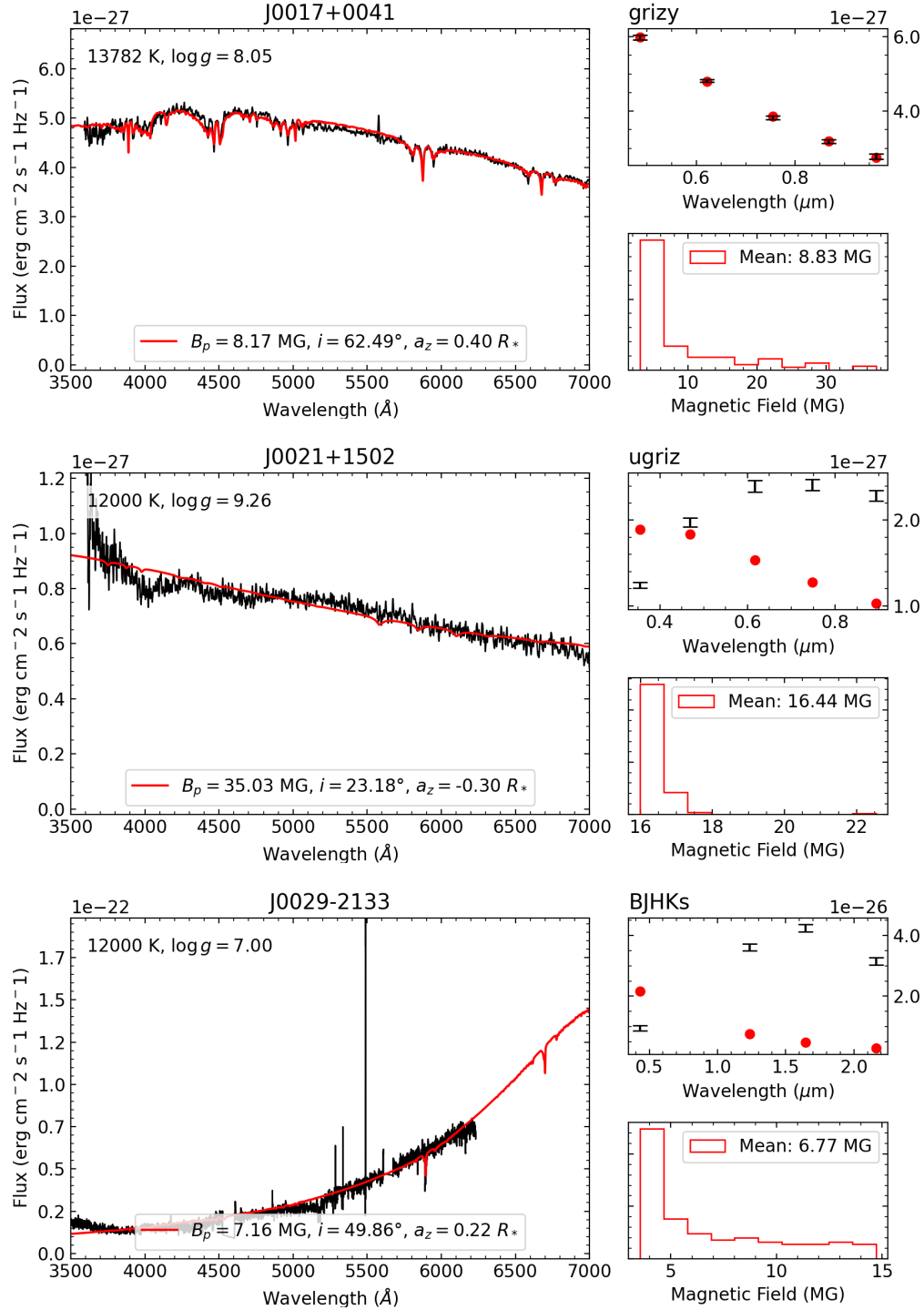


FIGURE B.1 : Dipolar magnetic field solution for each star in our sample. The main panel (left) is the synthetic spectrum superposed with observations, top right is the photometric fit with the magnetic field, and lower right is the distribution of magnetic intensity on the visible surface of the star.

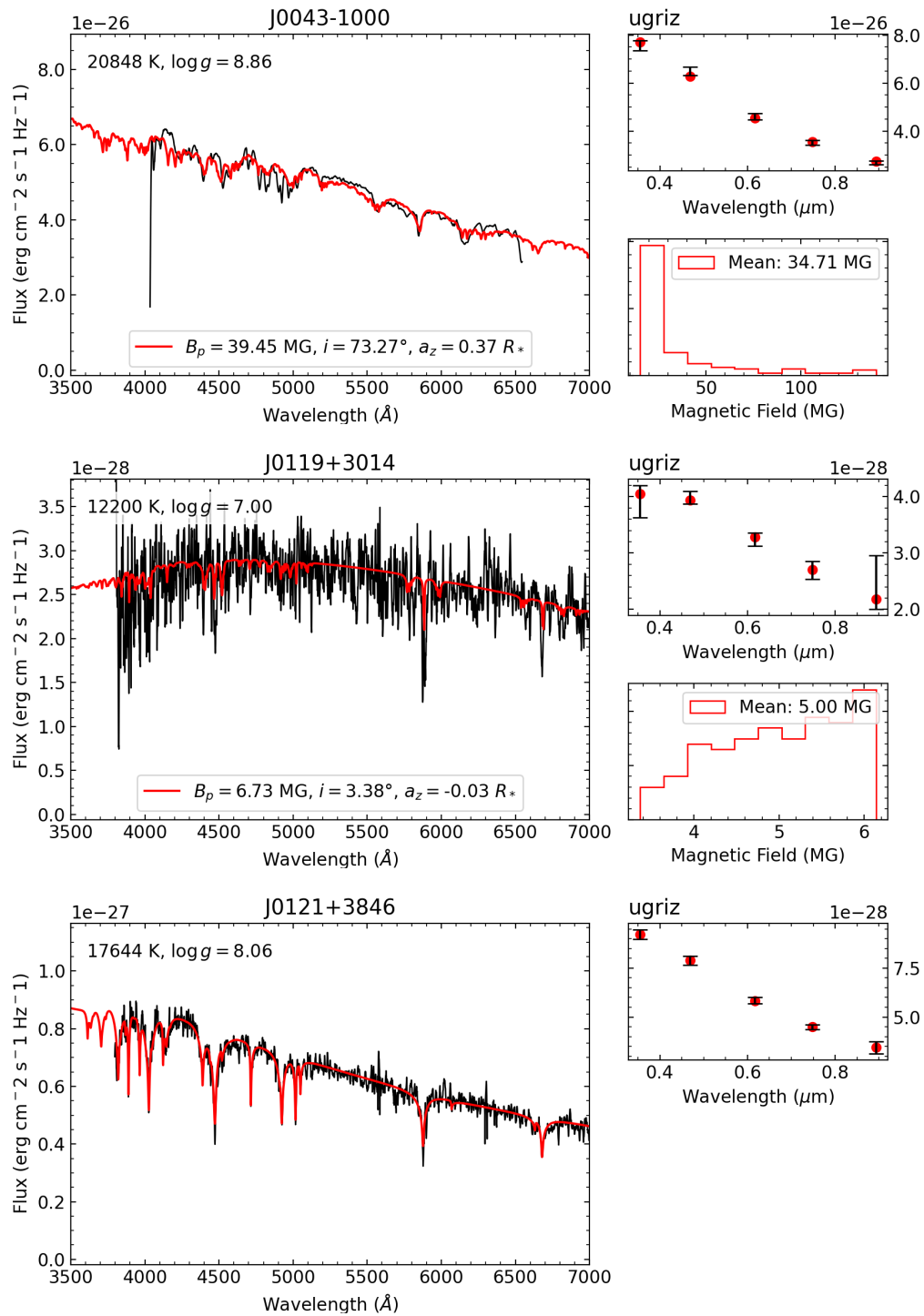


FIGURE B.1 (cont.)

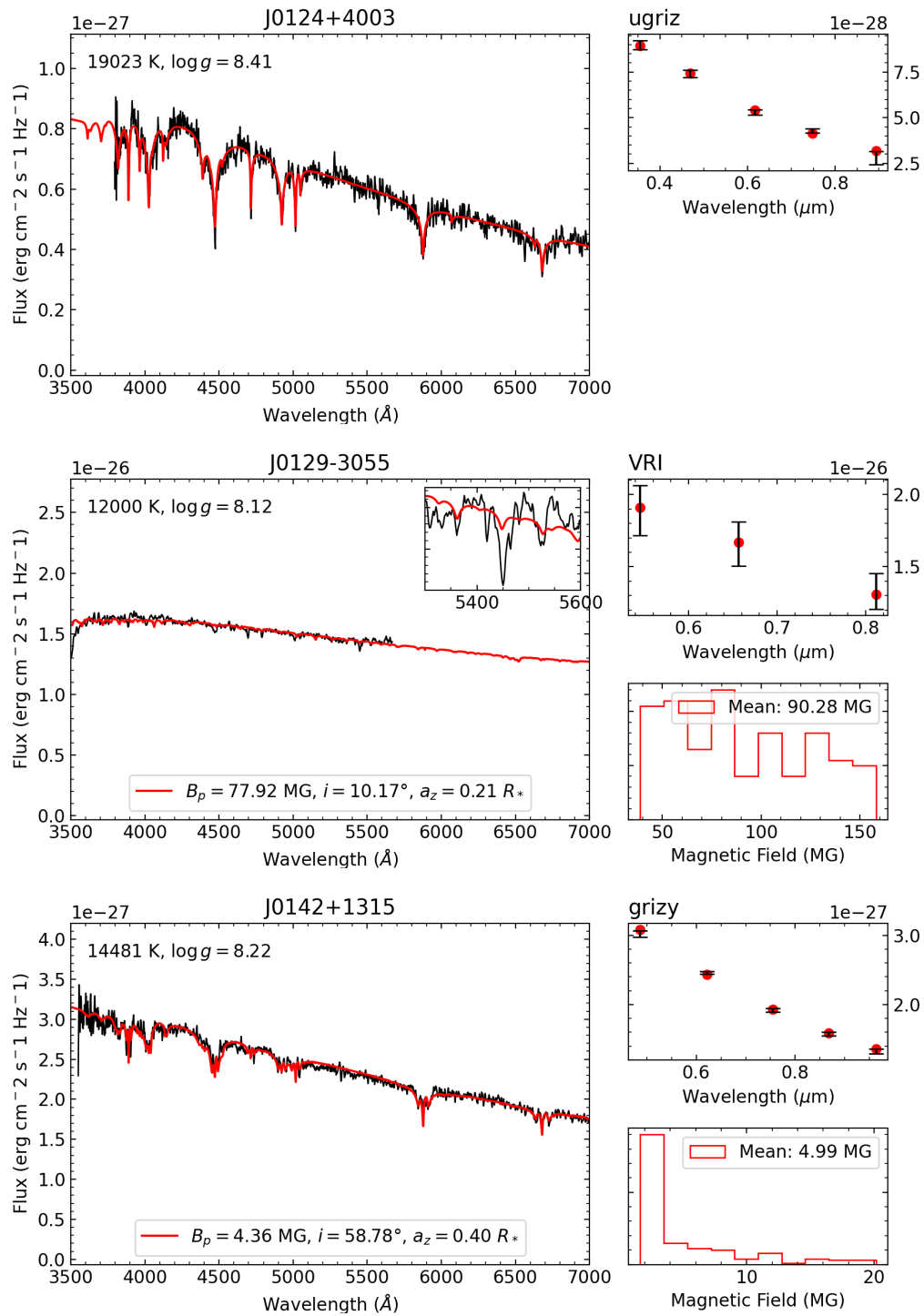


FIGURE B.1 (cont.)

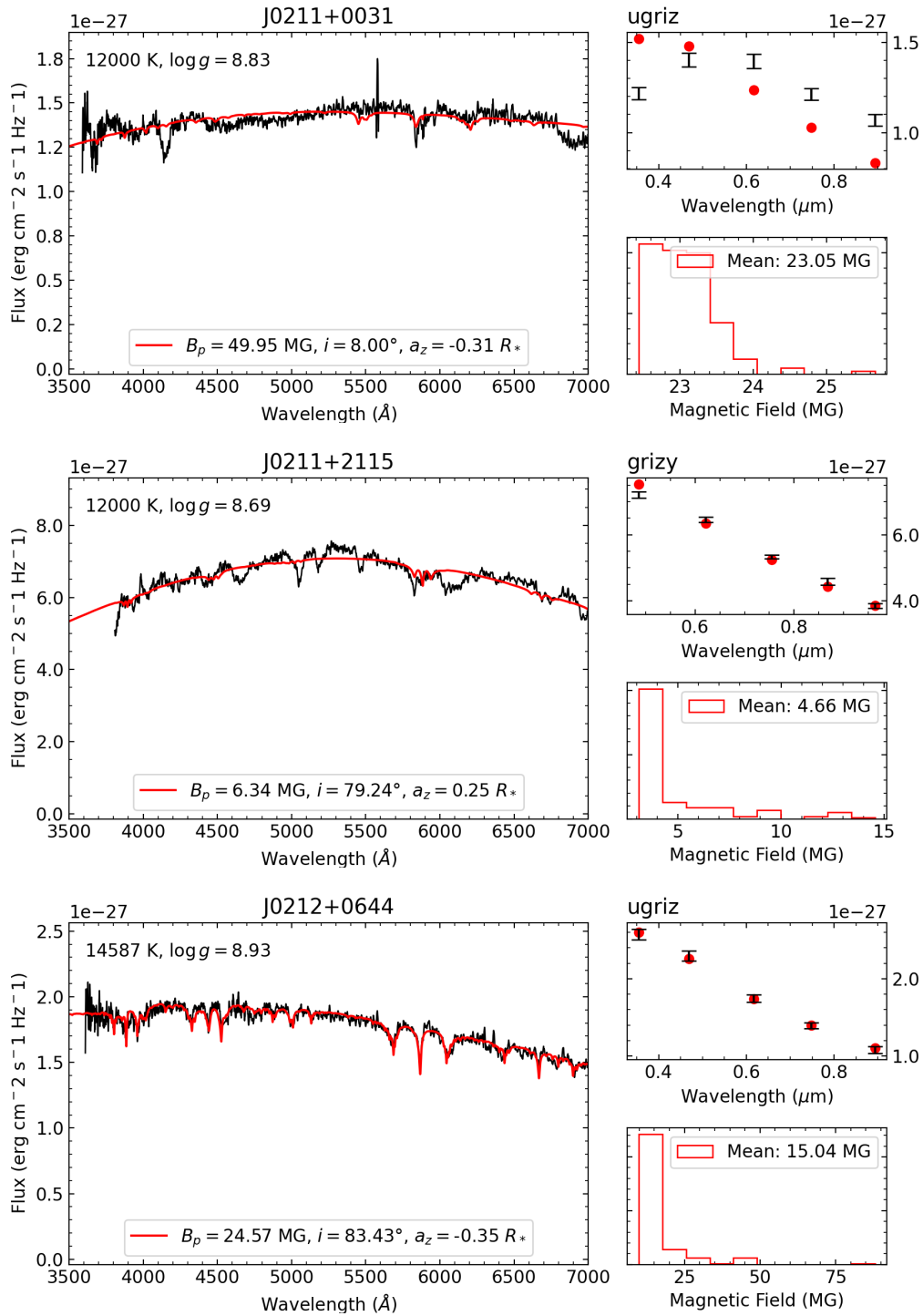


FIGURE B.1 (cont.)

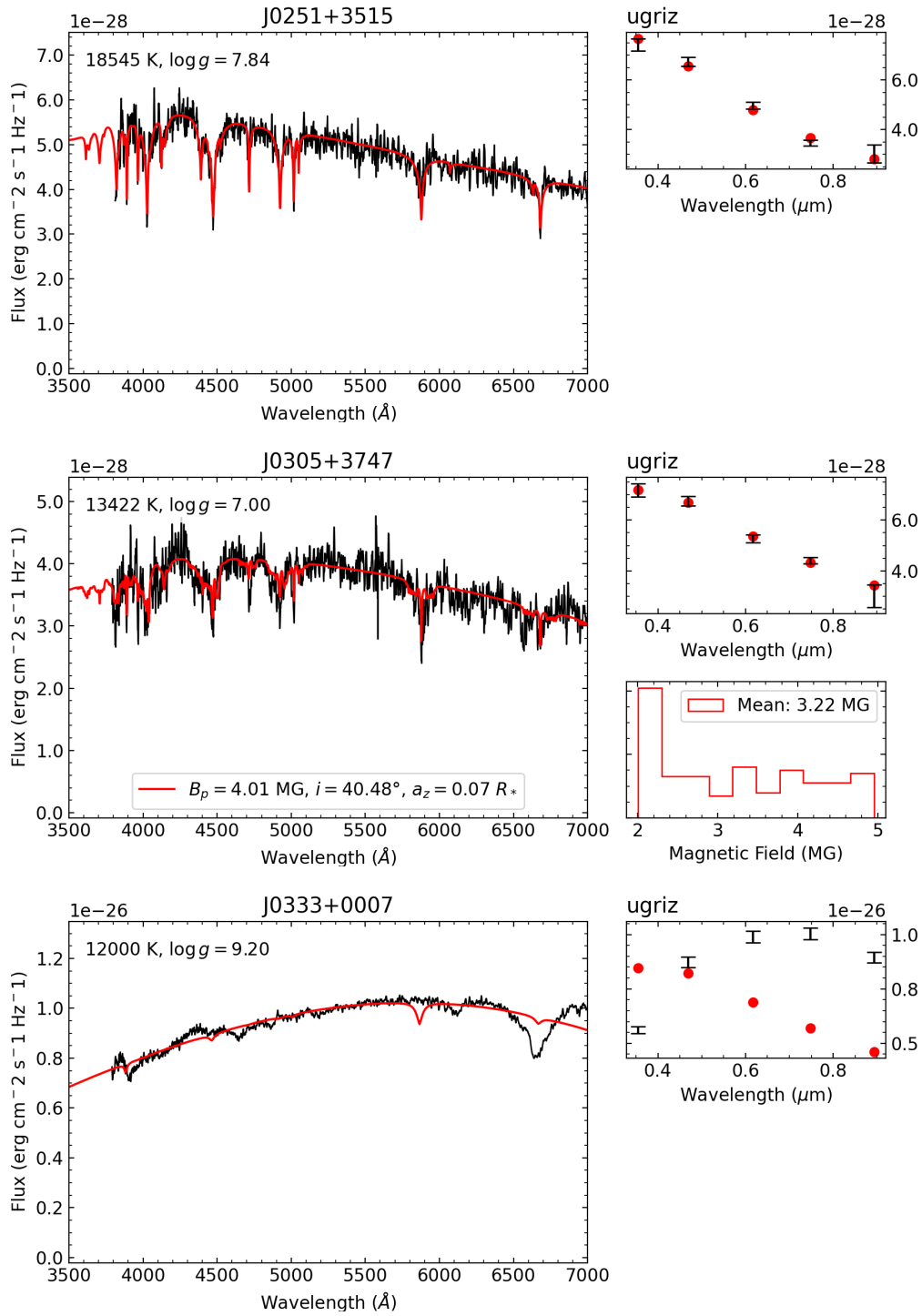


FIGURE B.1 (cont.)



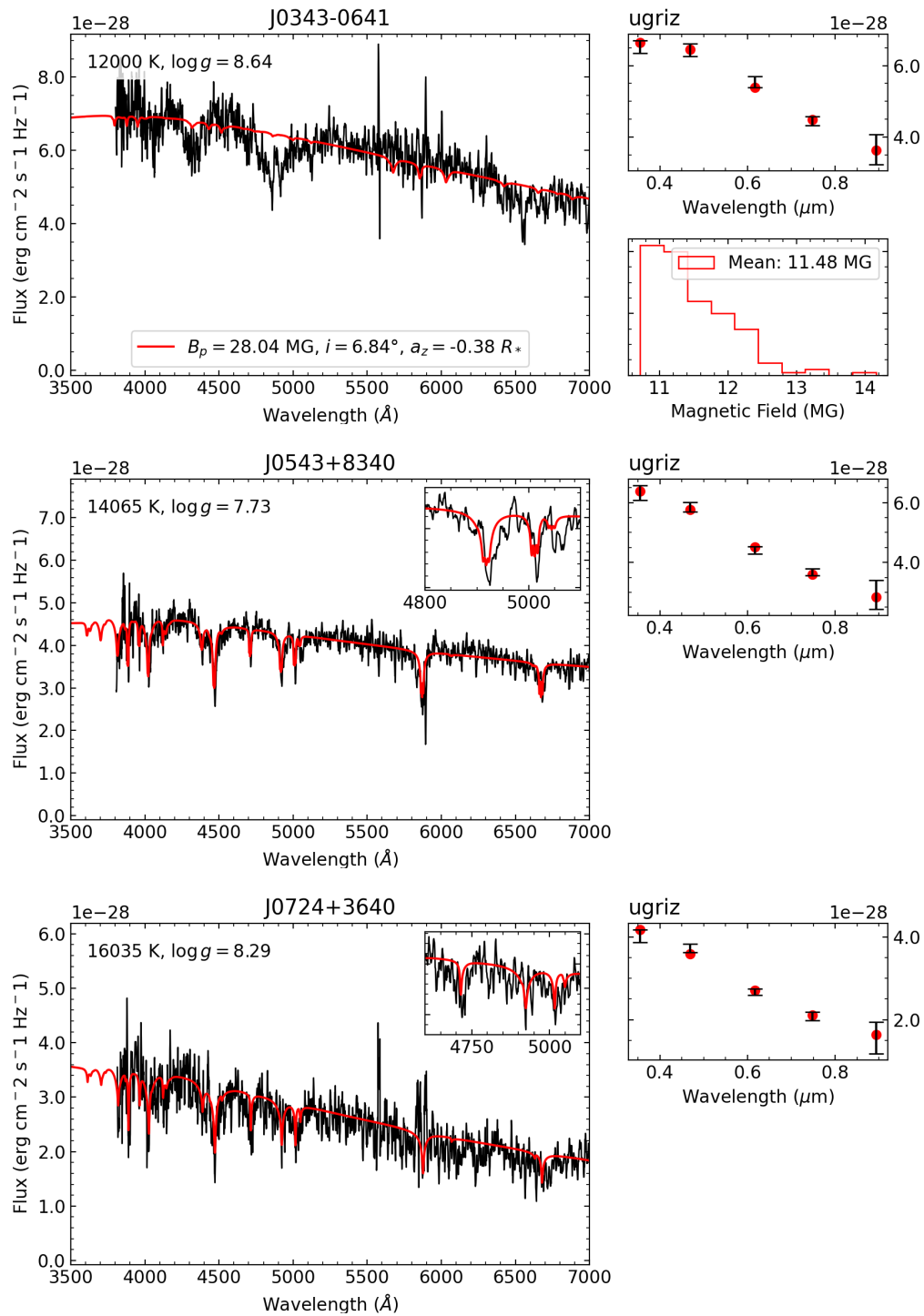


FIGURE B.1 (cont.)

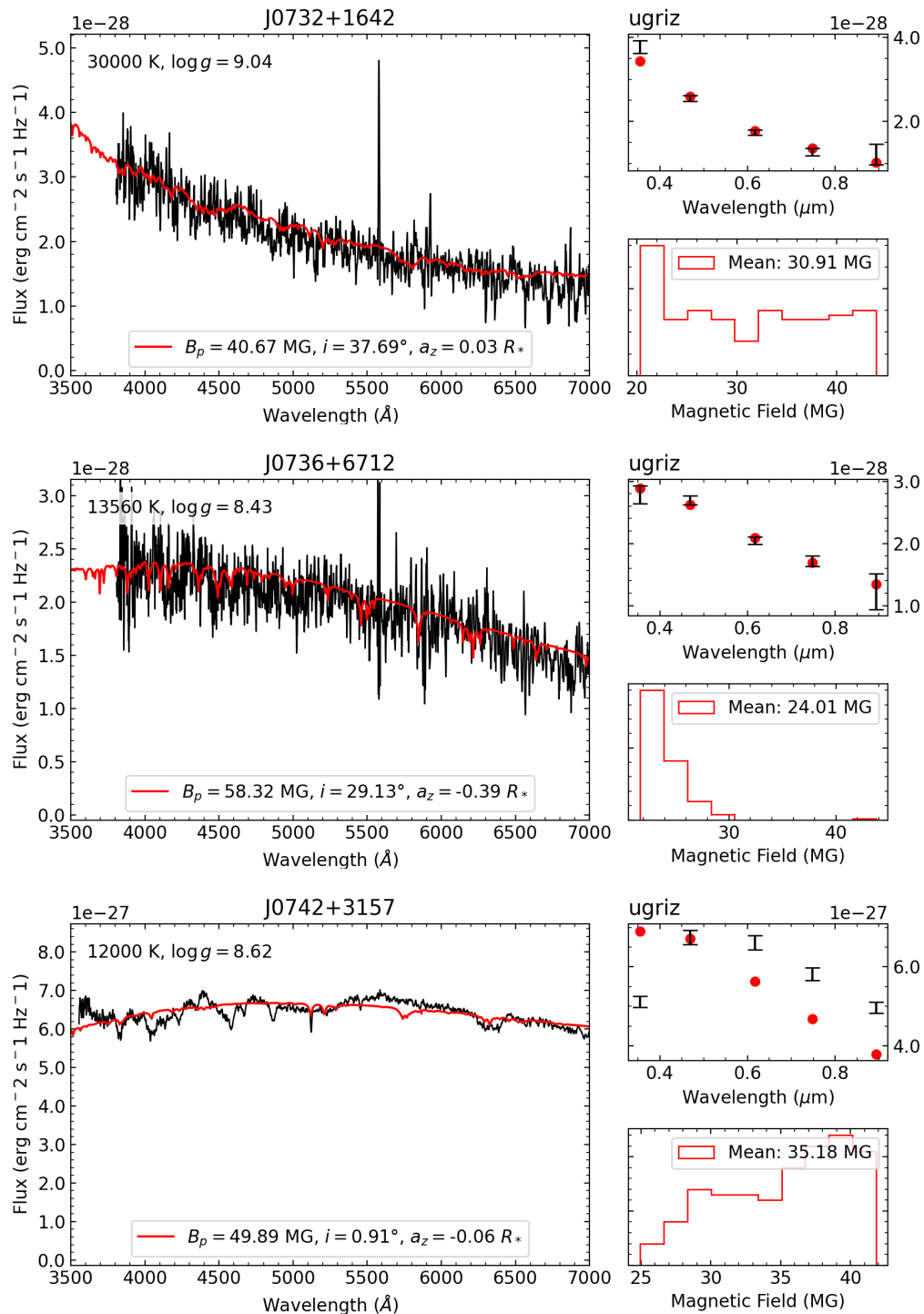


FIGURE B.1 (cont.)

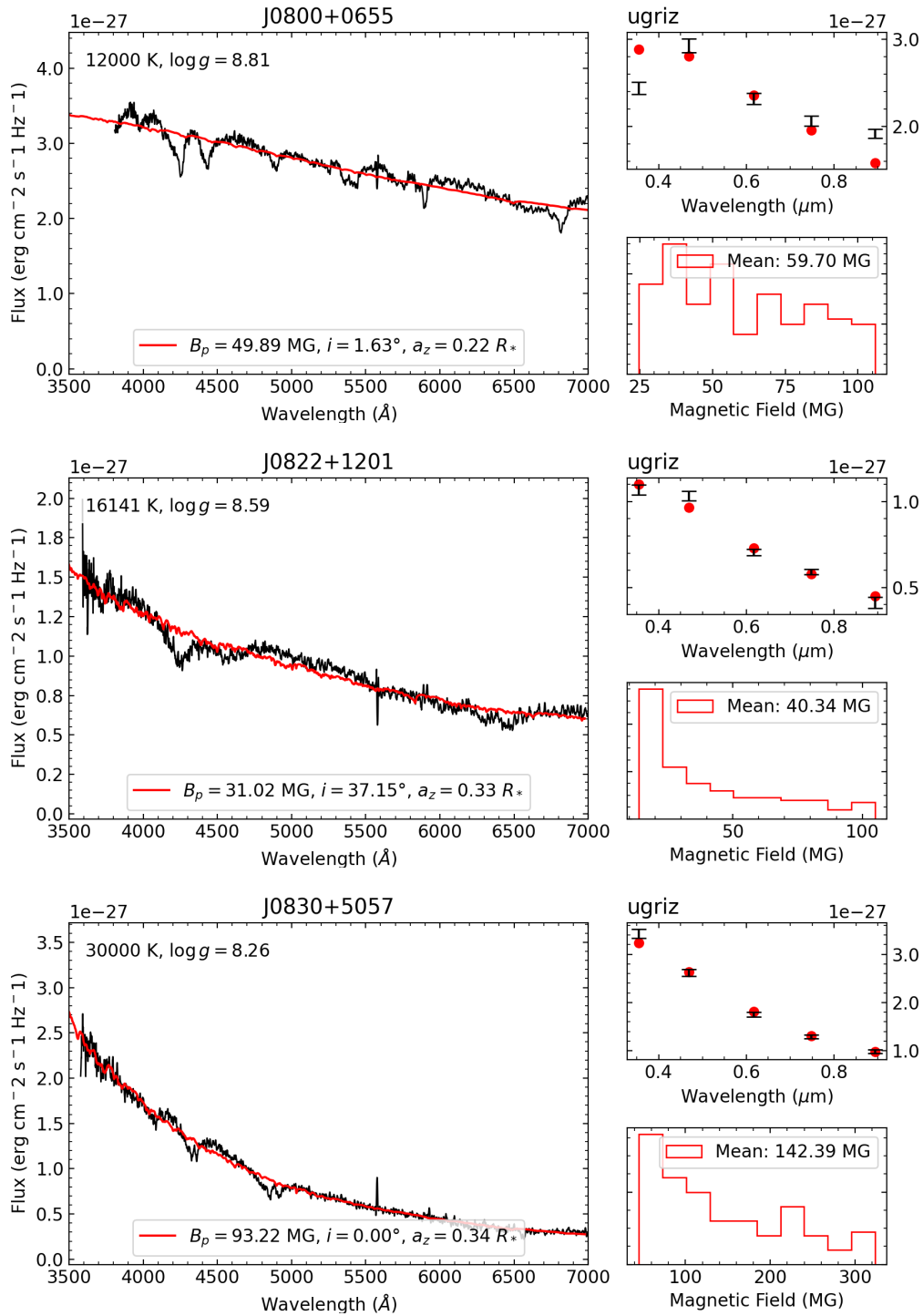


FIGURE B.1 (cont.)

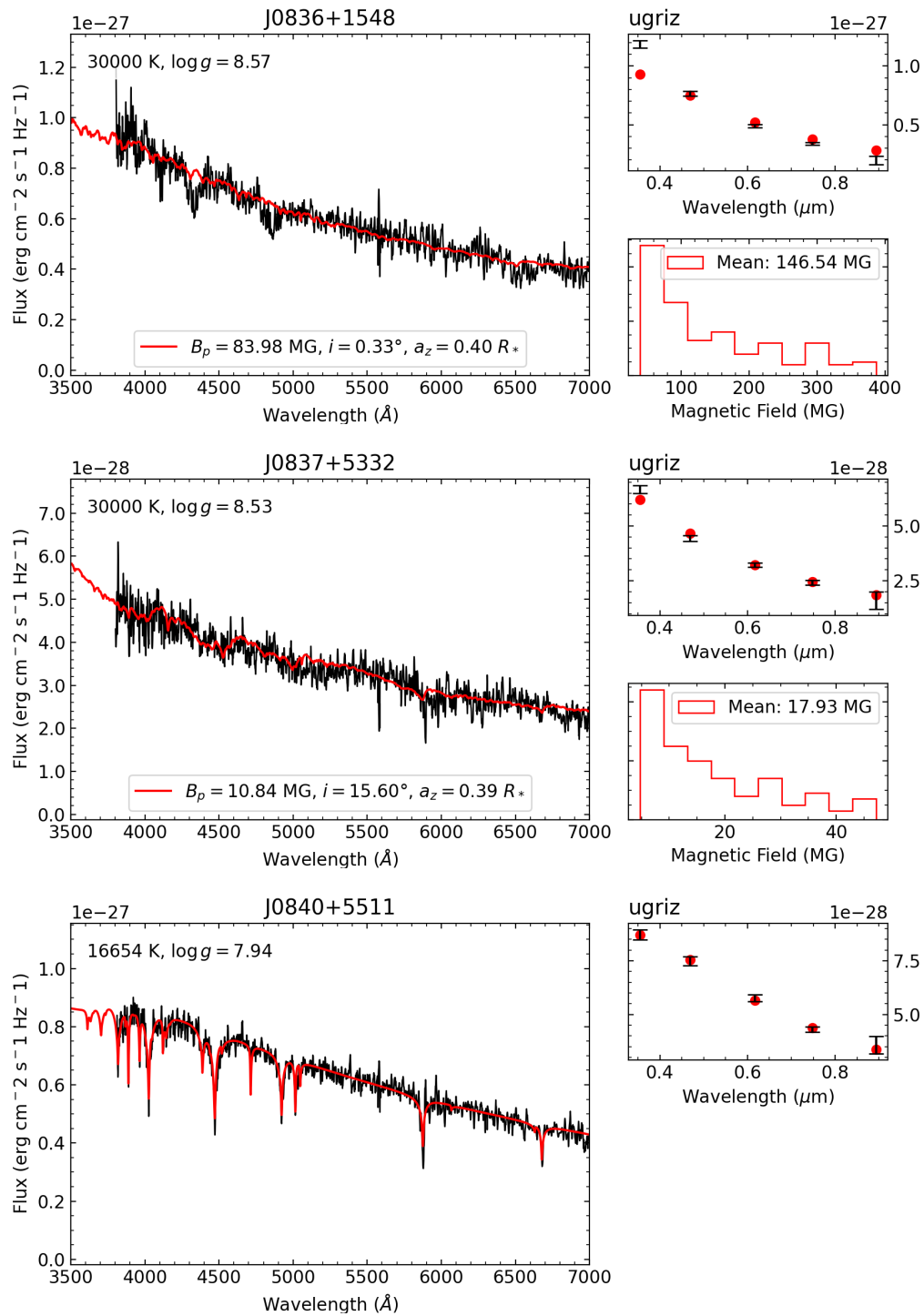


FIGURE B.1 (cont.)

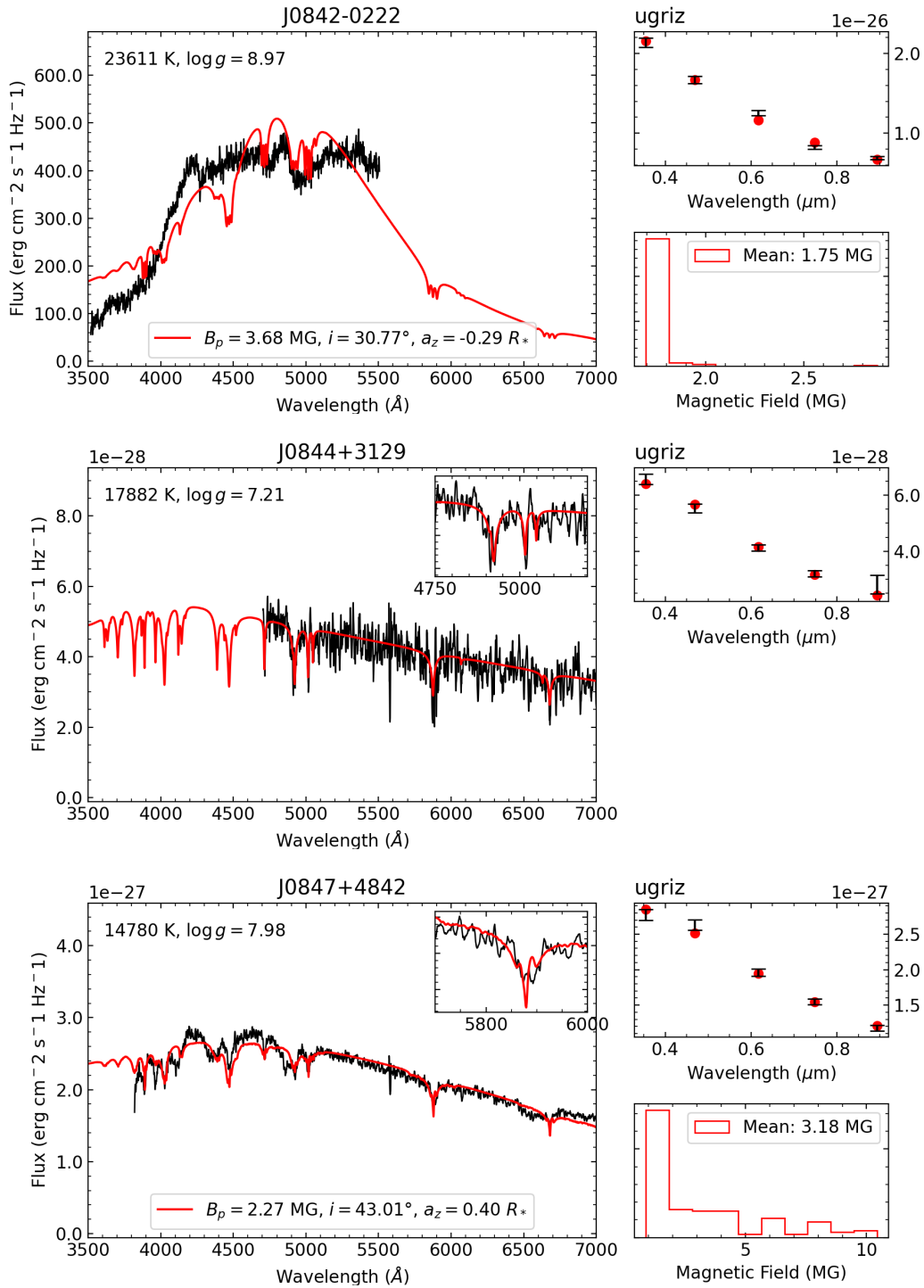


FIGURE B.1 (cont.)

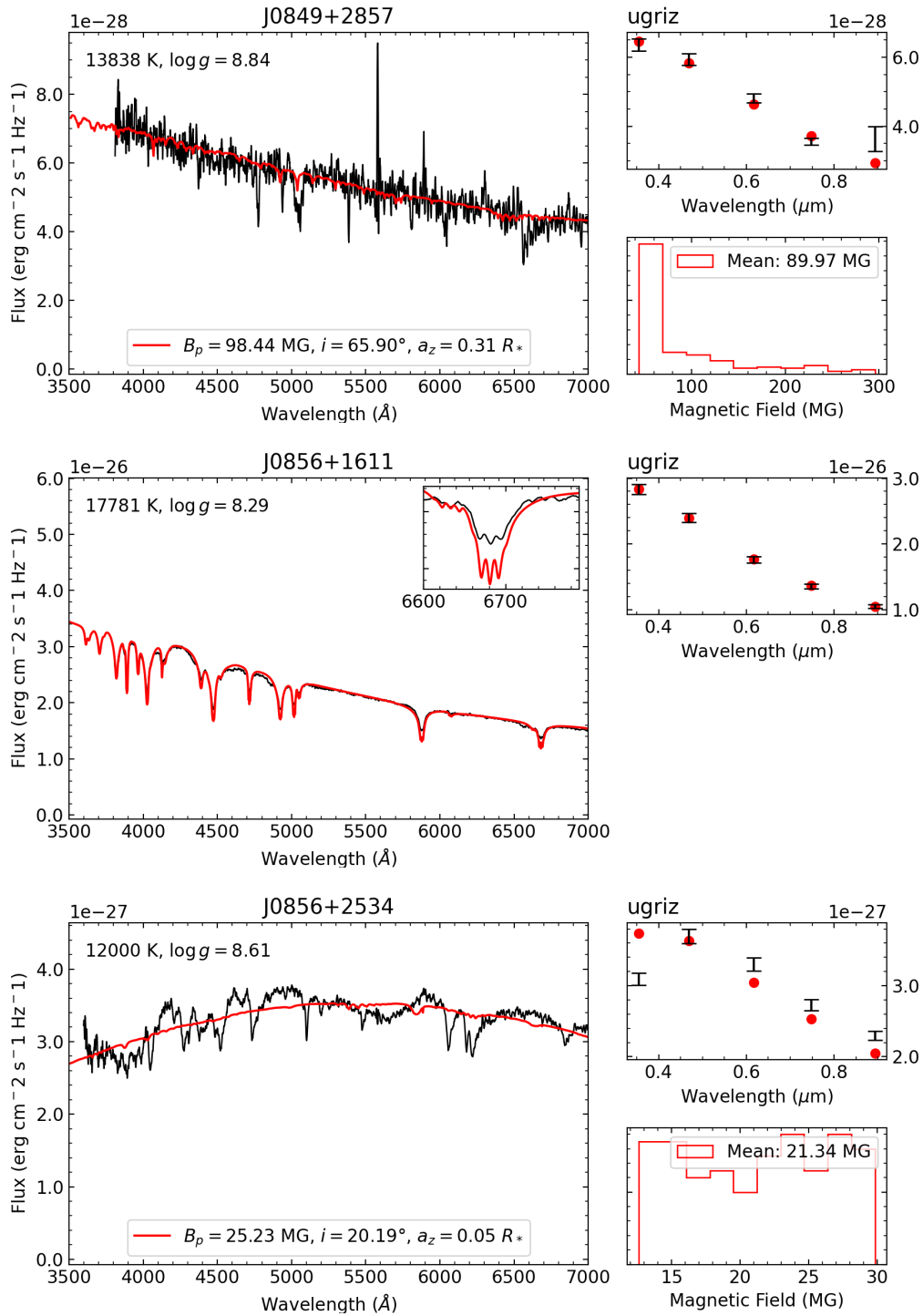


FIGURE B.1 (cont.)

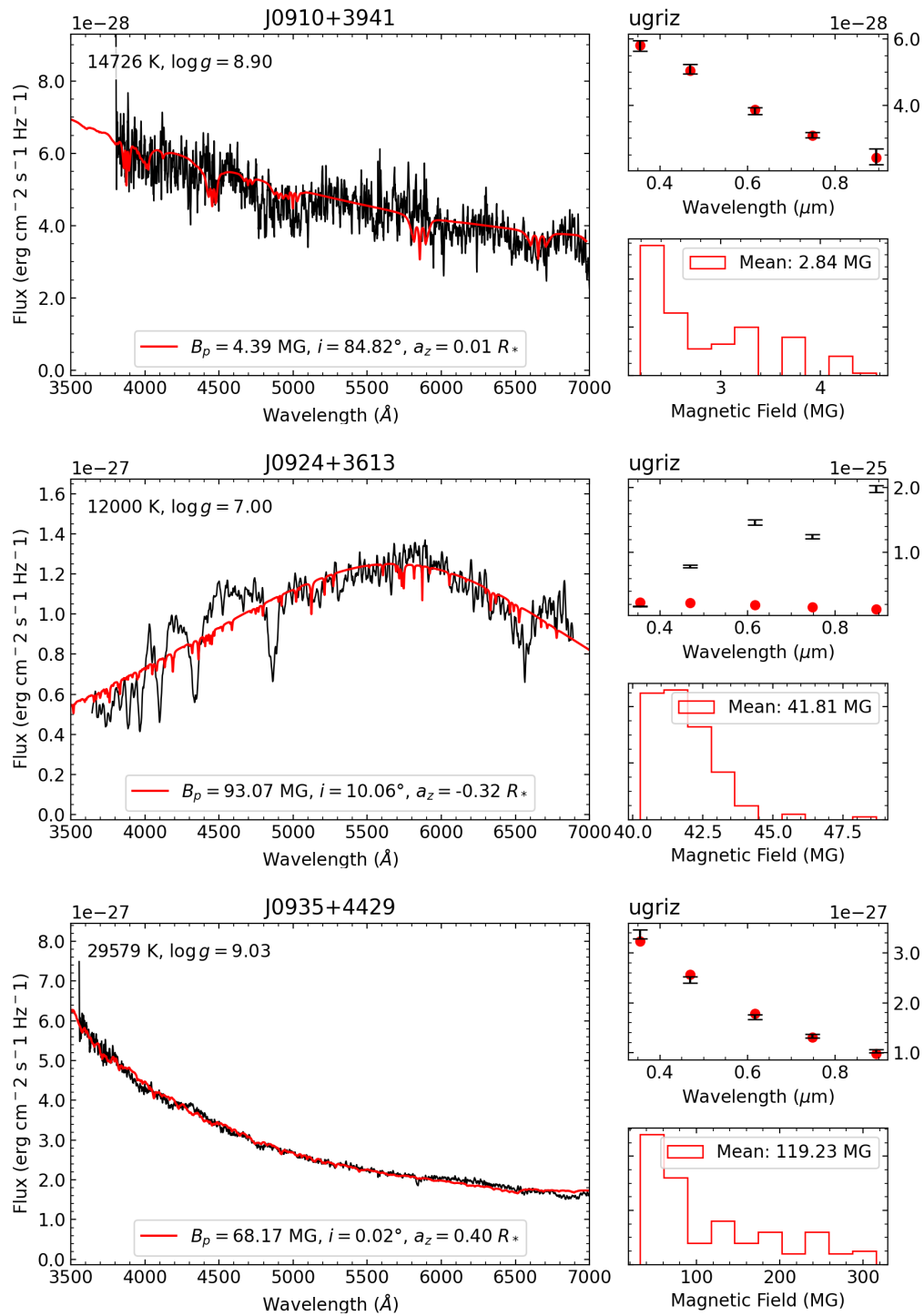


FIGURE B.1 (cont.)

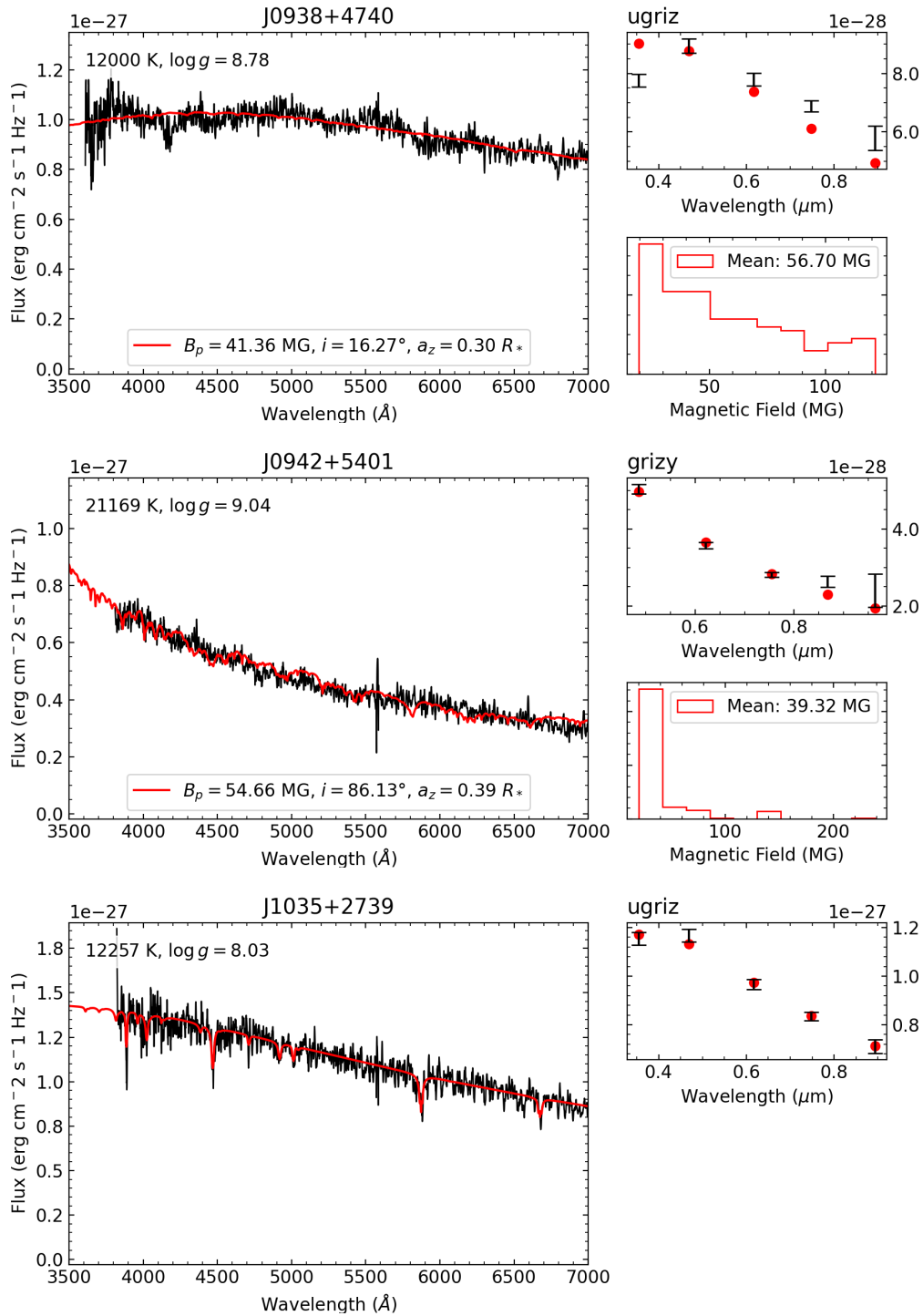


FIGURE B.1 (cont.)



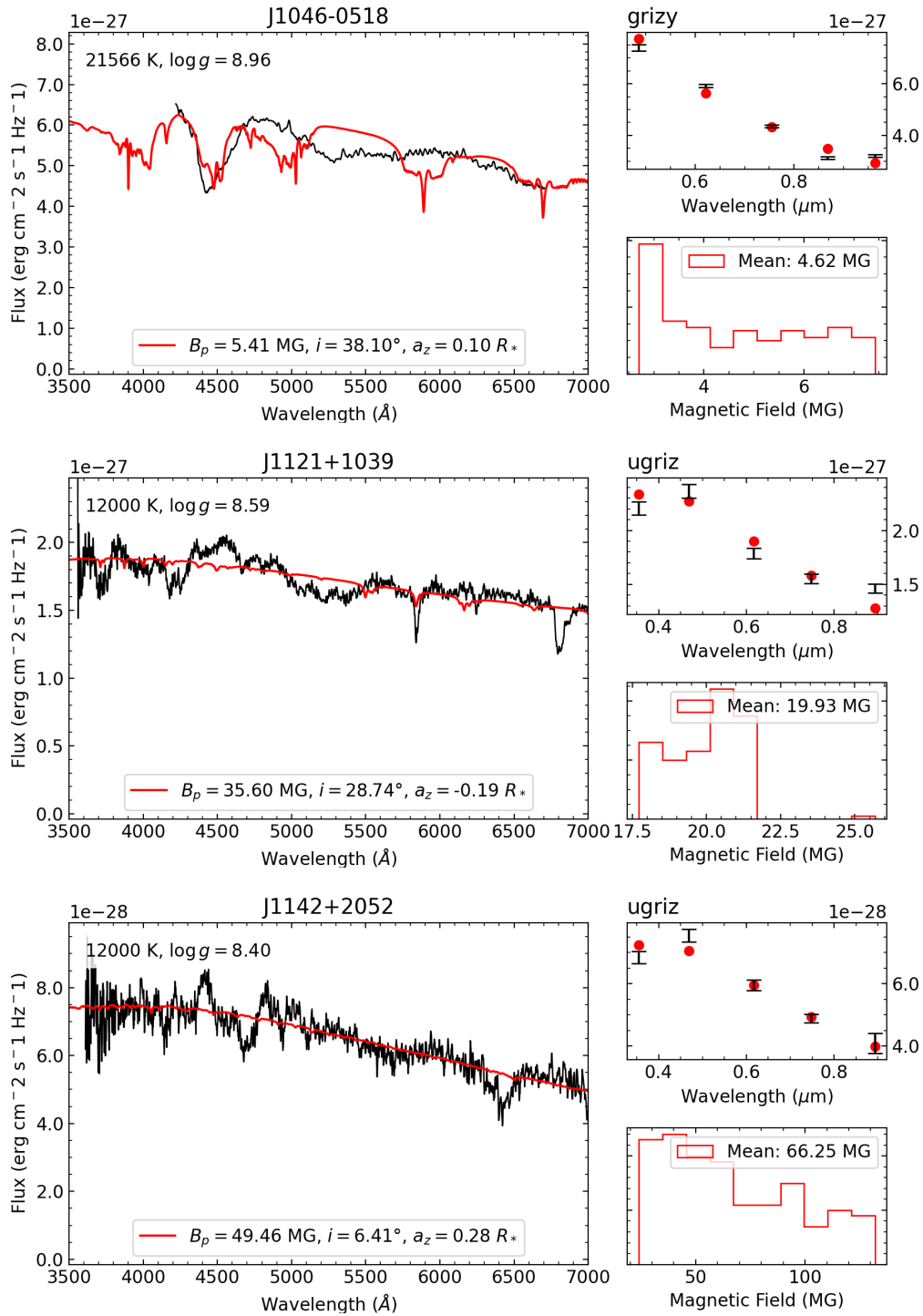


FIGURE B.1 (cont.)

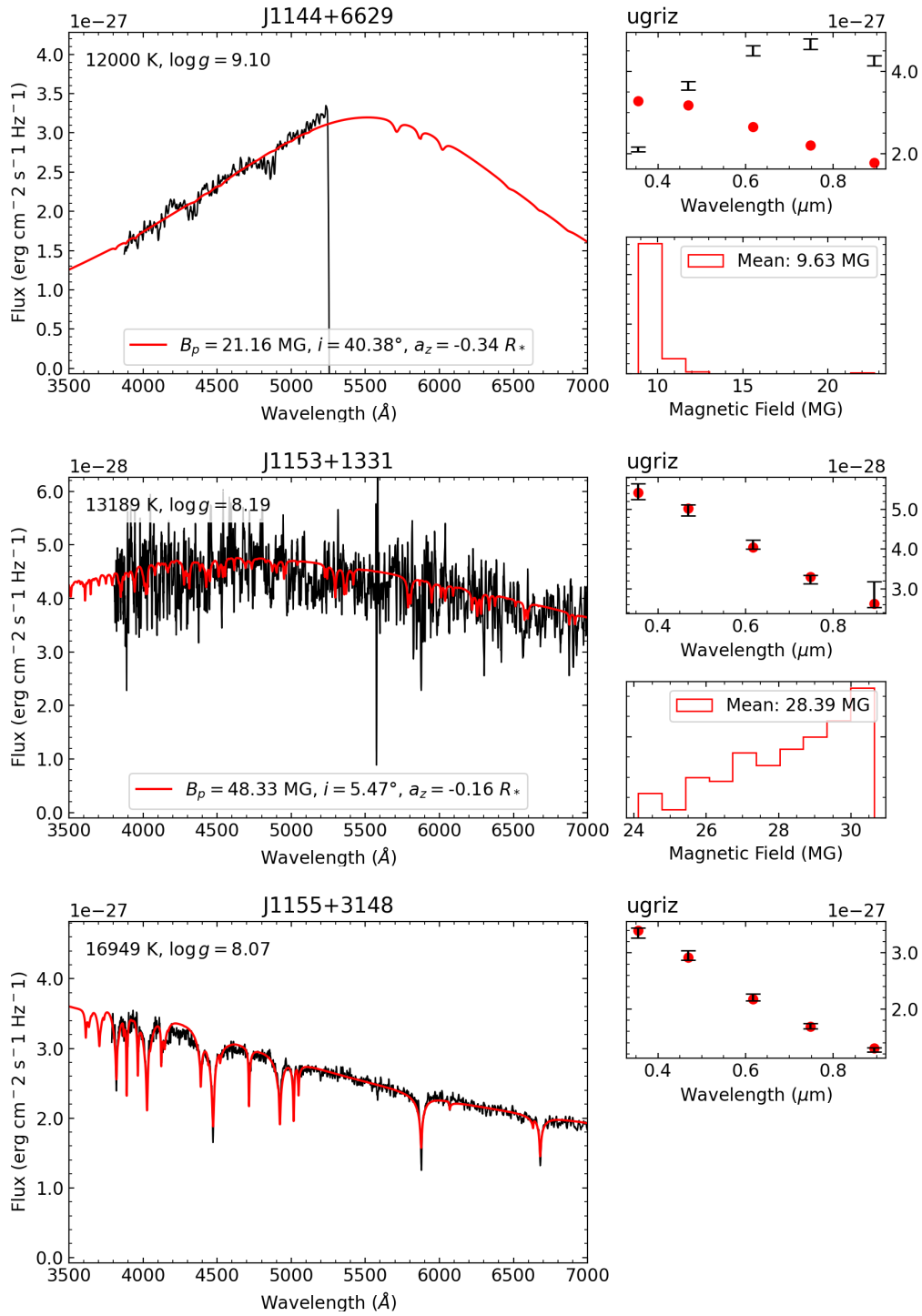


FIGURE B.1 (cont.)

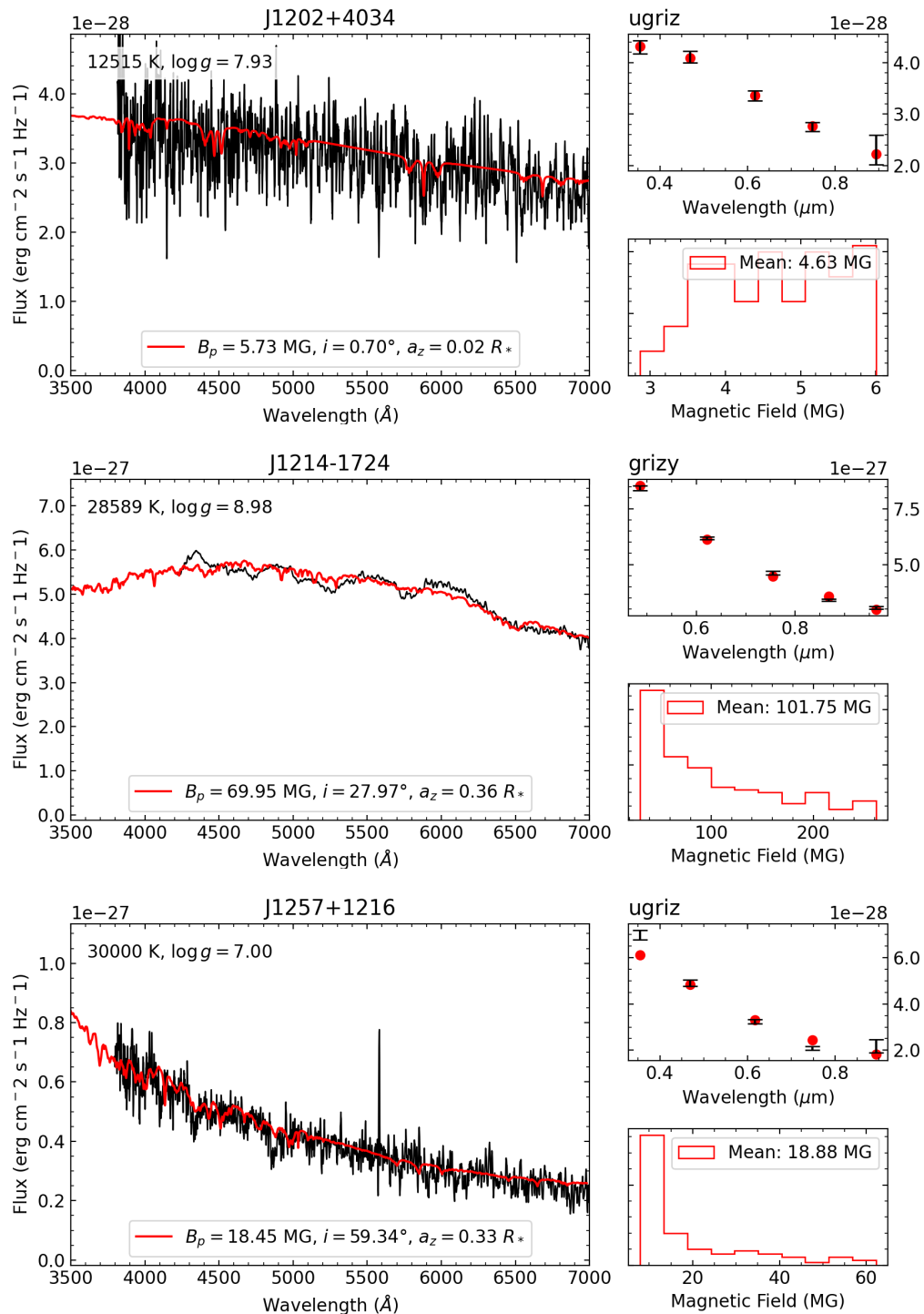


FIGURE B.1 (cont.)

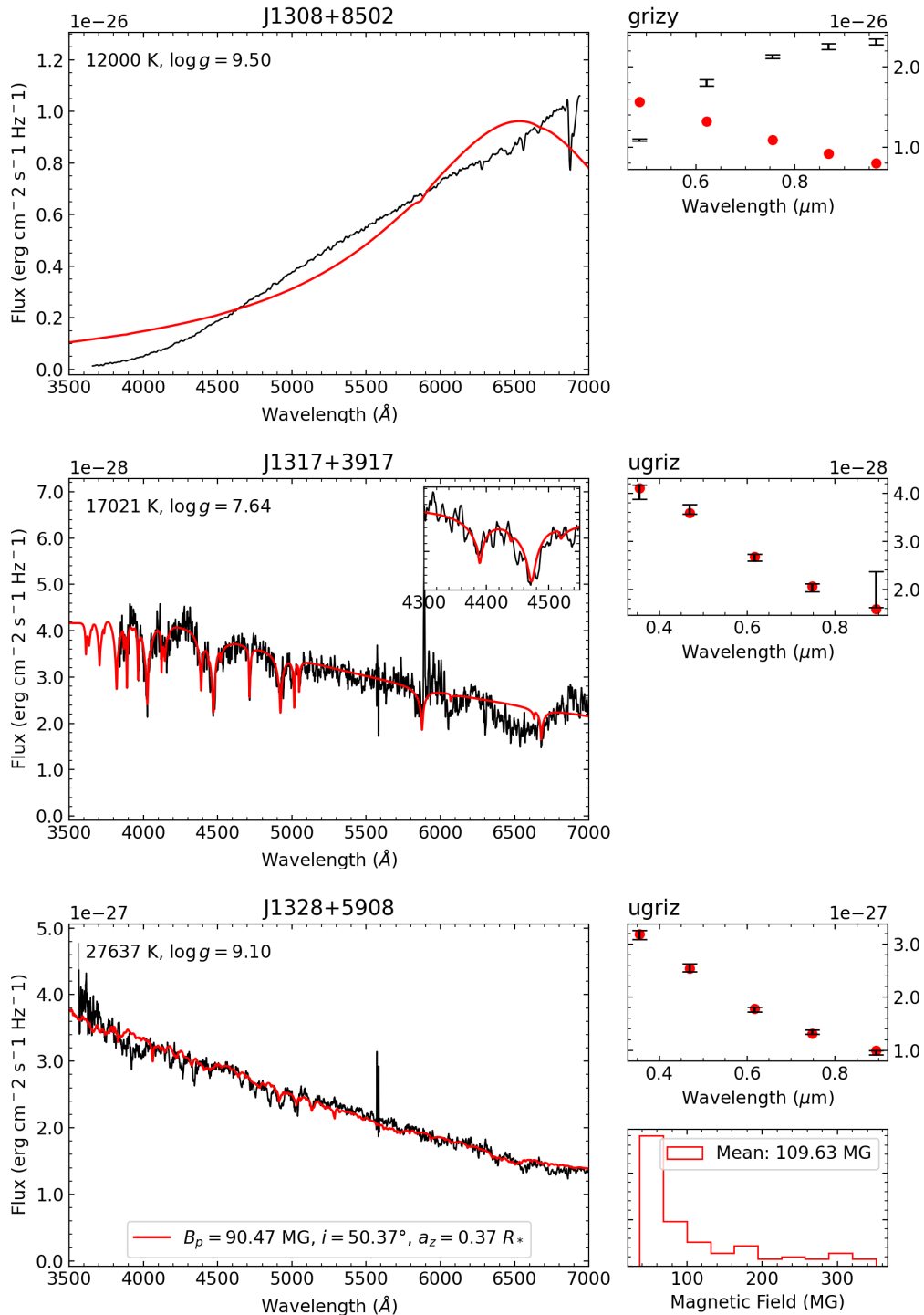


FIGURE B.1 (cont.)

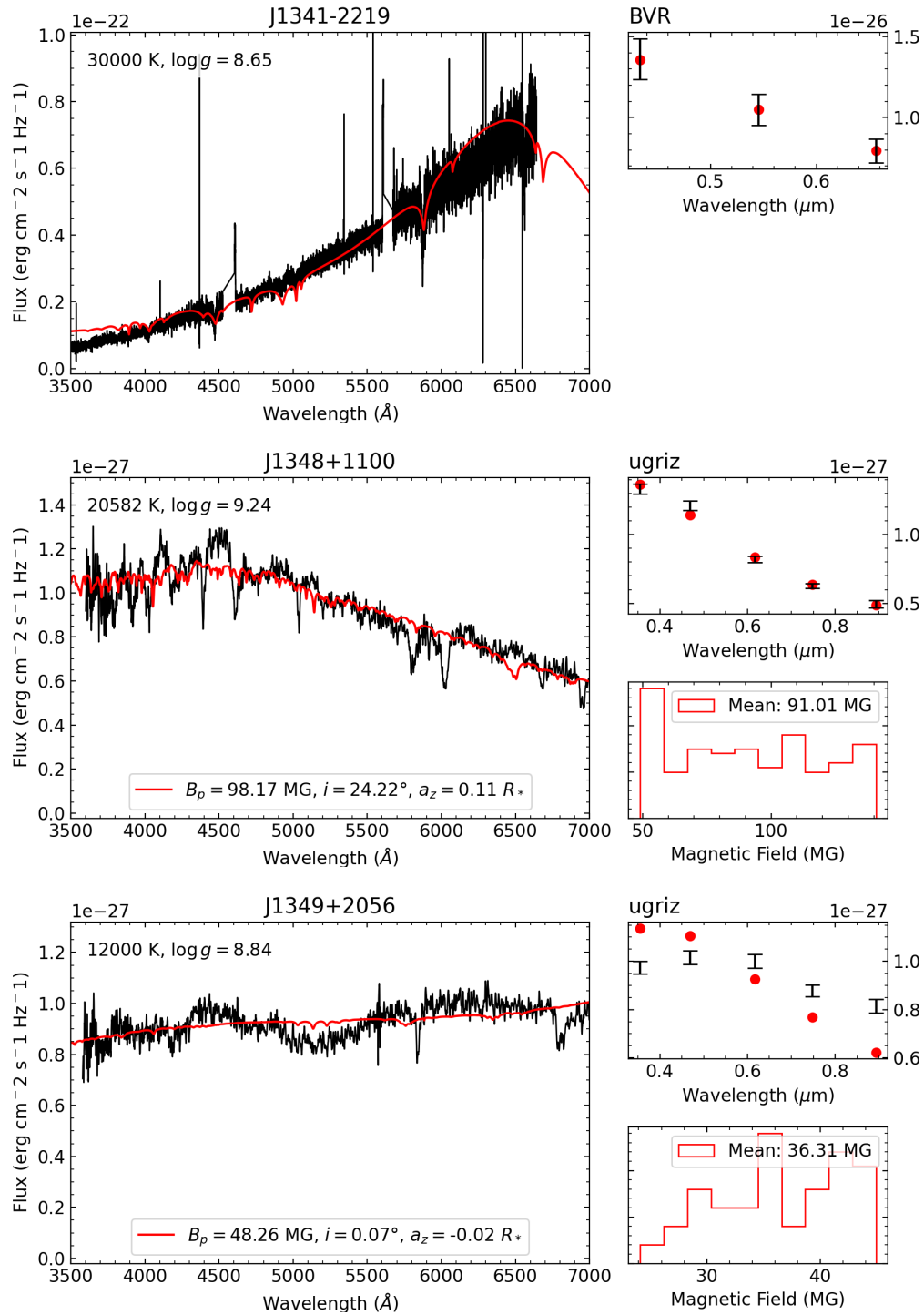


FIGURE B.1 (cont.)

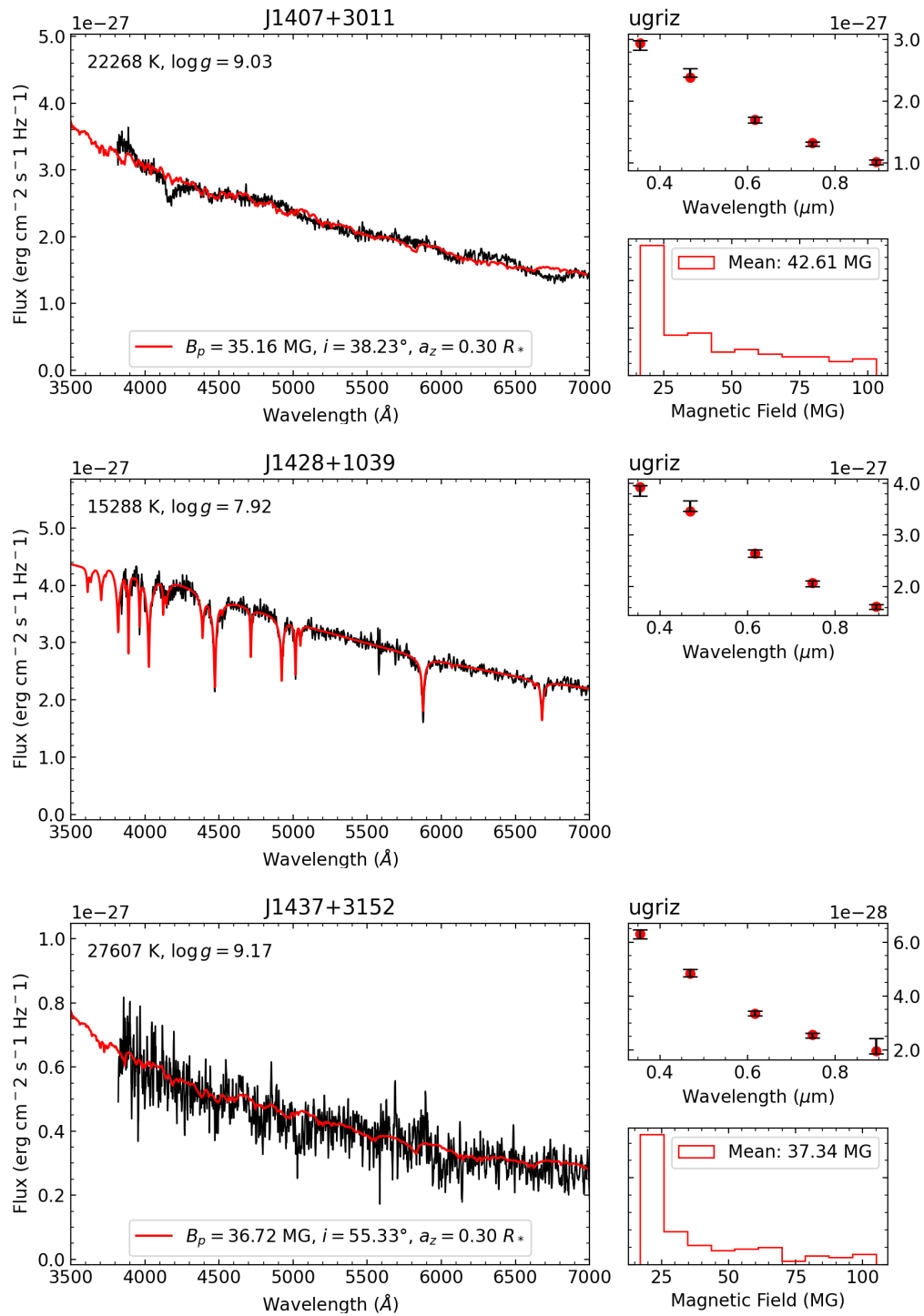


FIGURE B.1 (cont.)

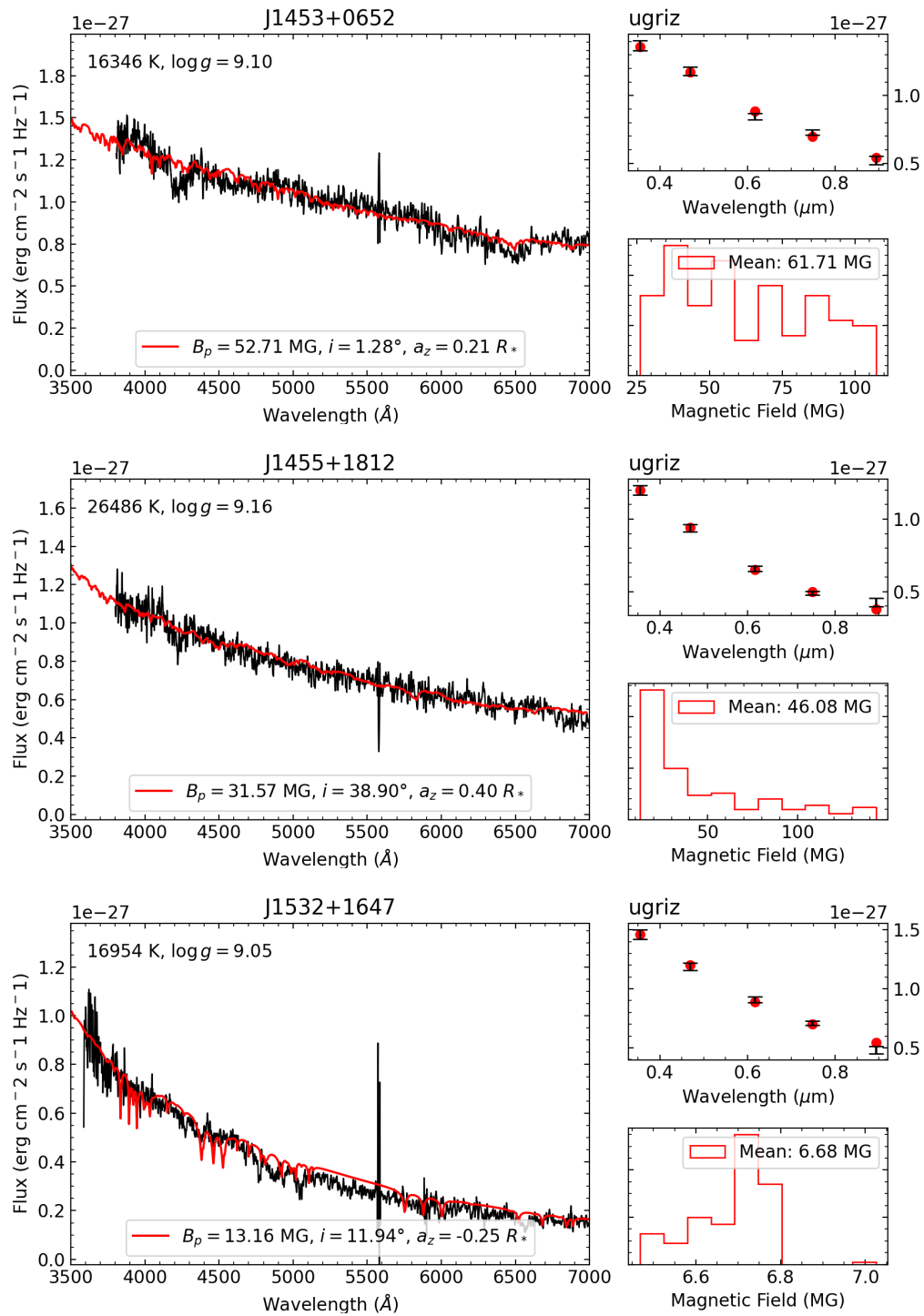


FIGURE B.1 (cont.)

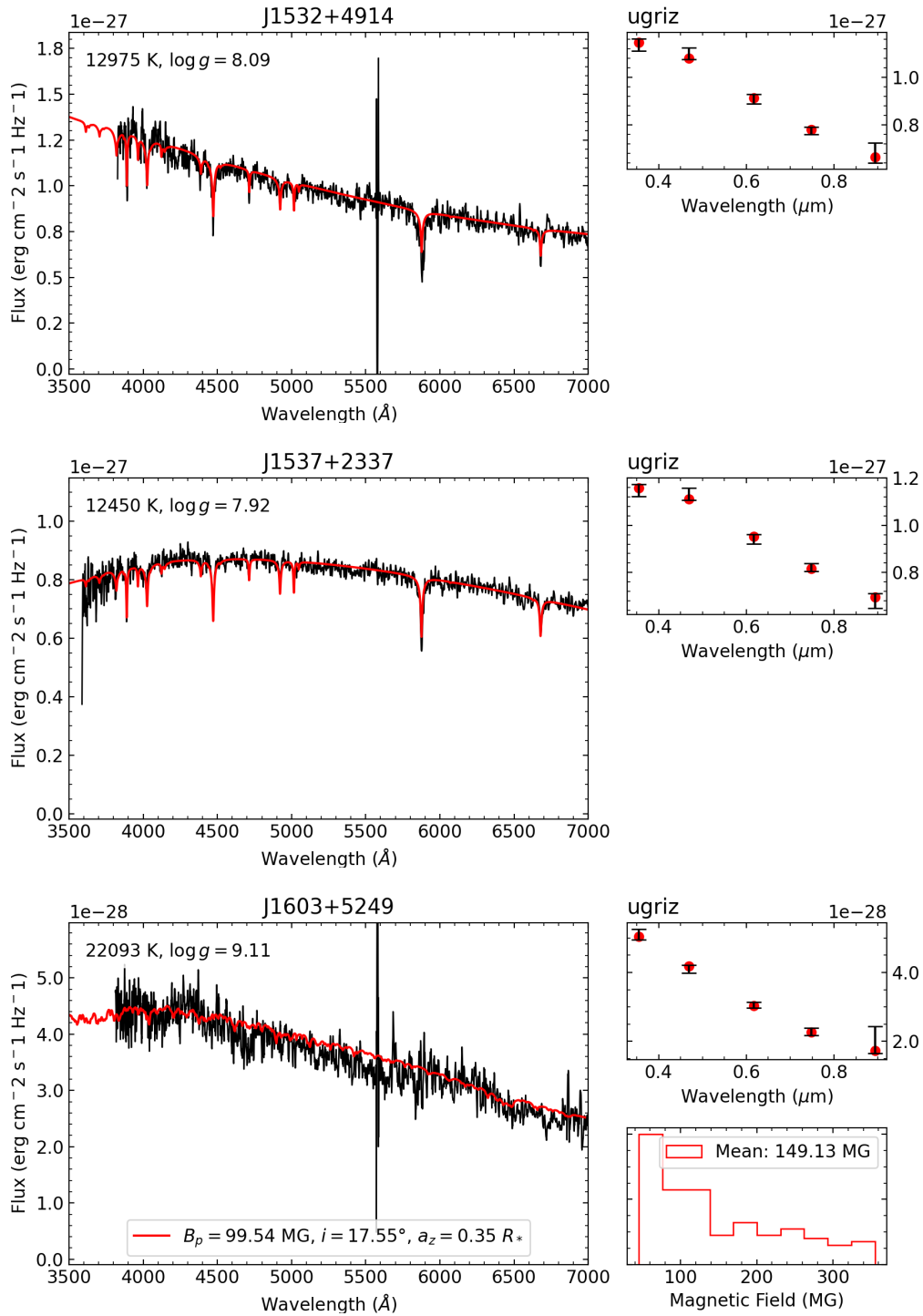


FIGURE B.1 (cont.)



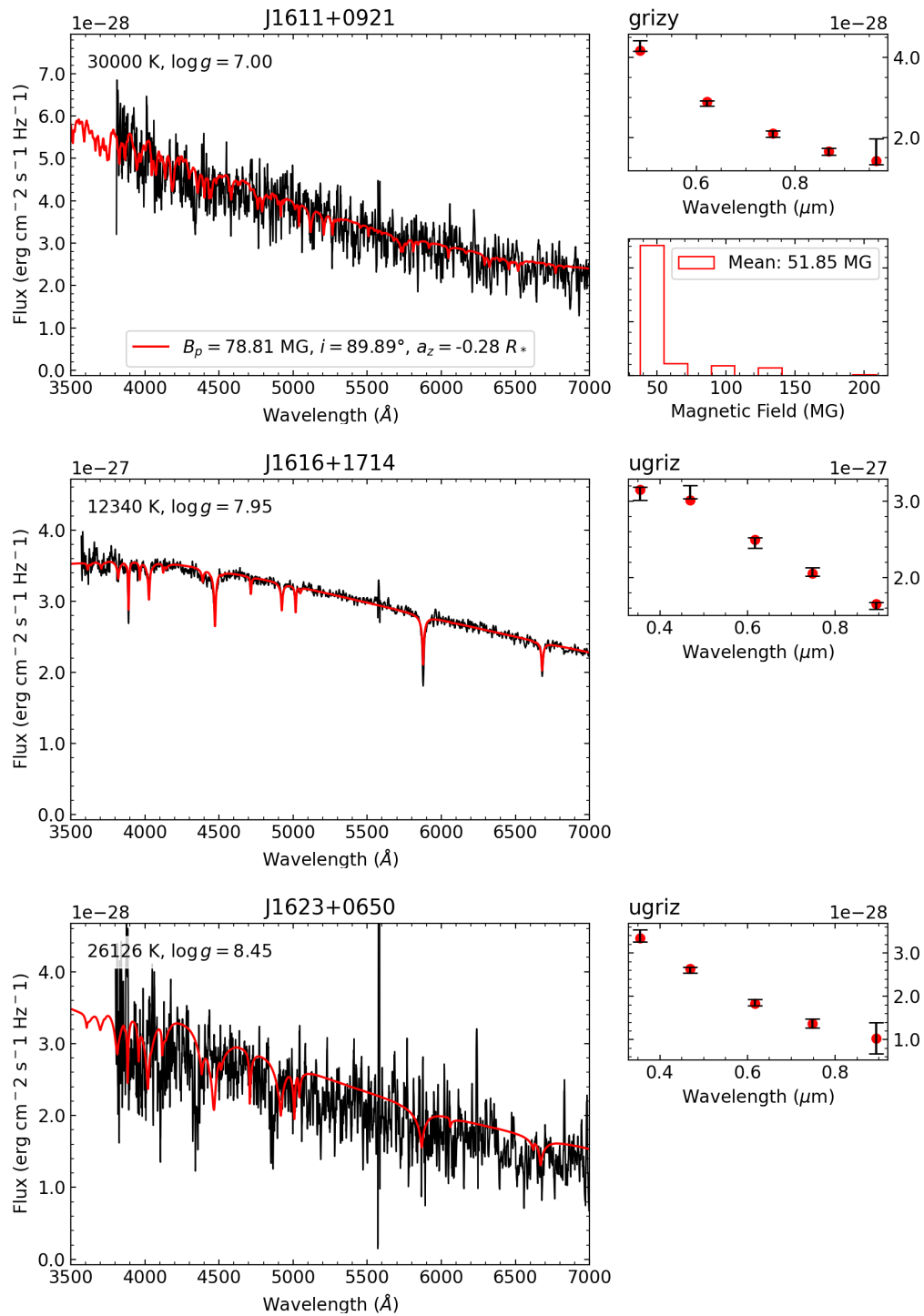


FIGURE B.1 (cont.)

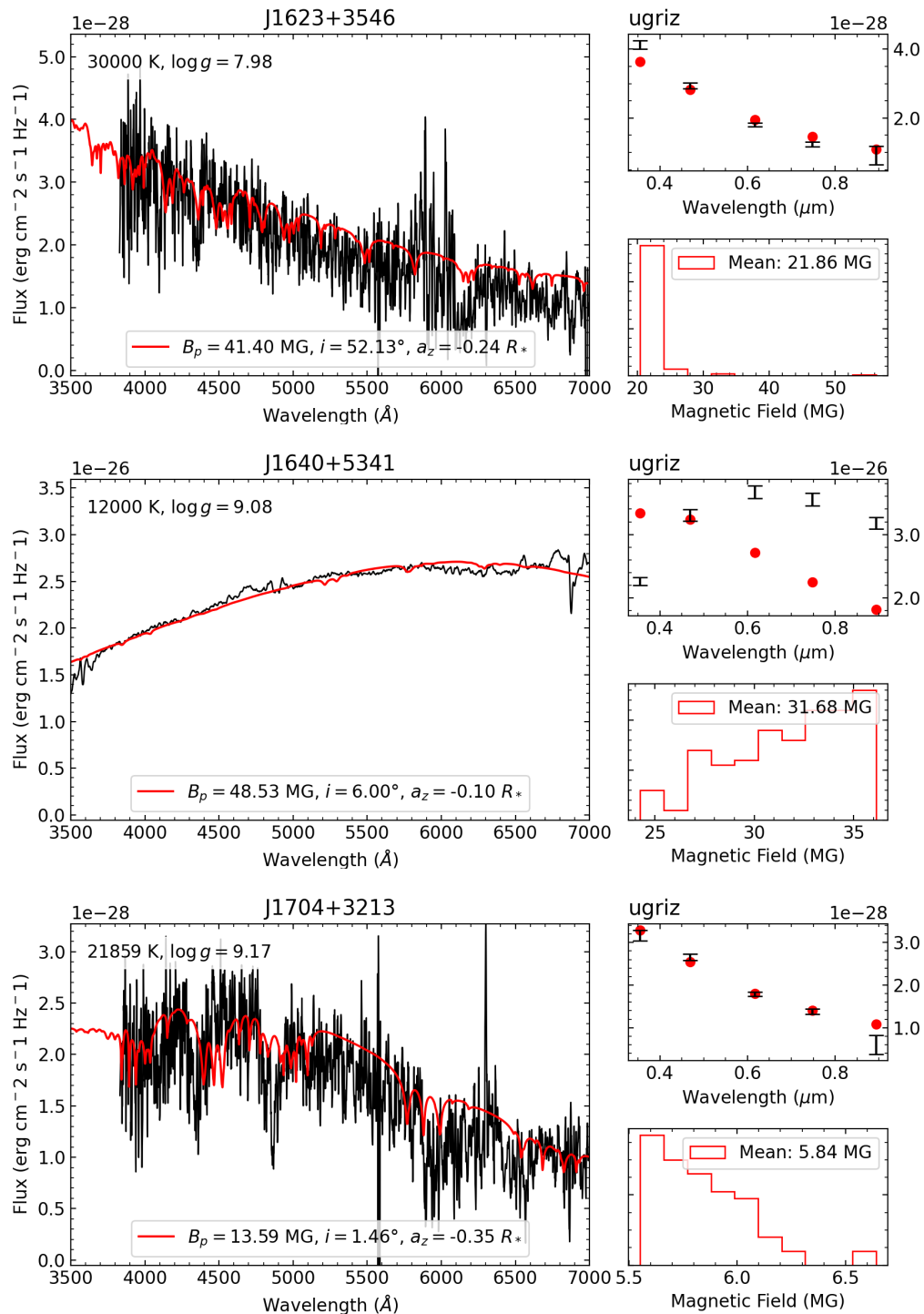


FIGURE B.1 (cont.)

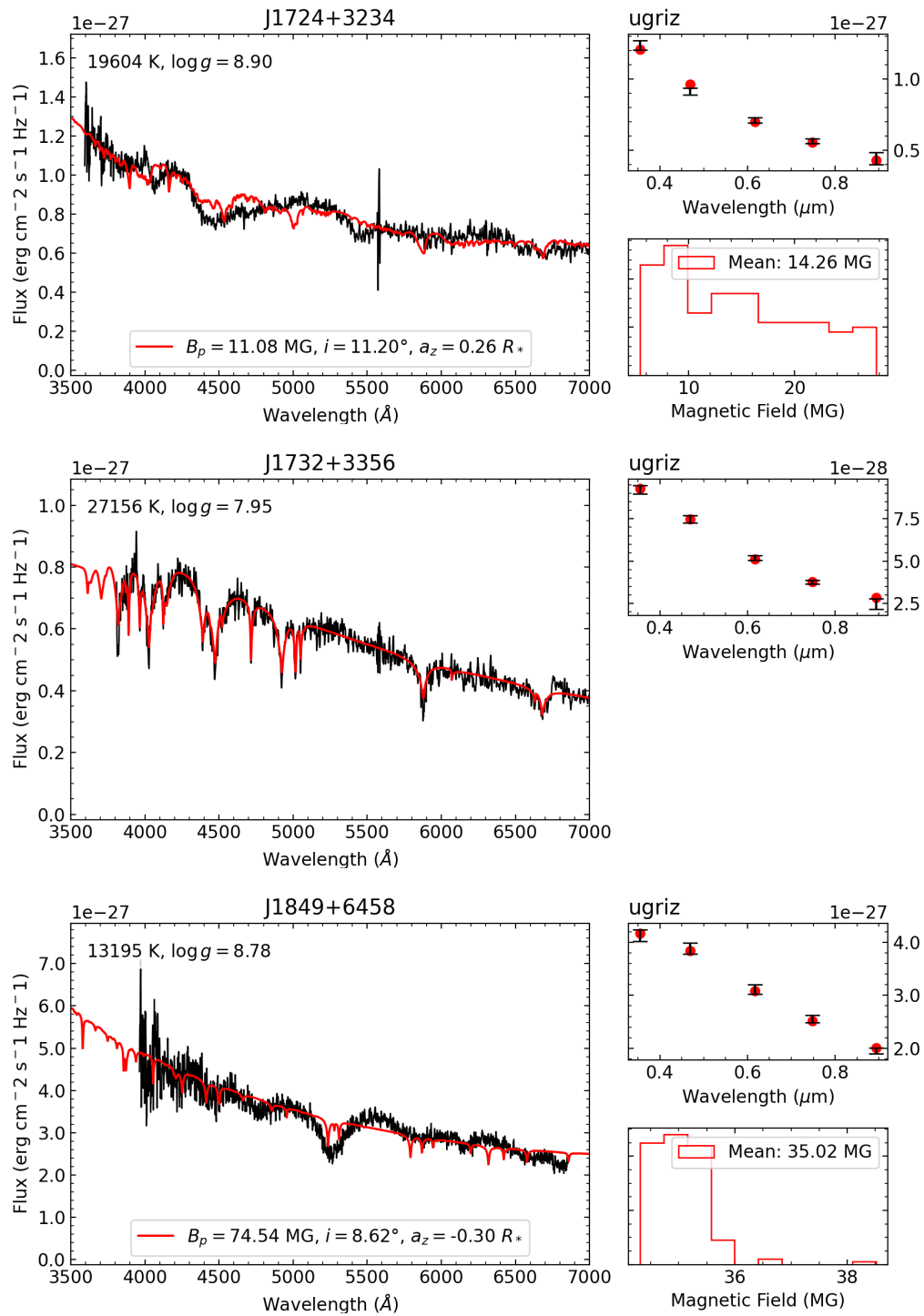


FIGURE B.1 (cont.)

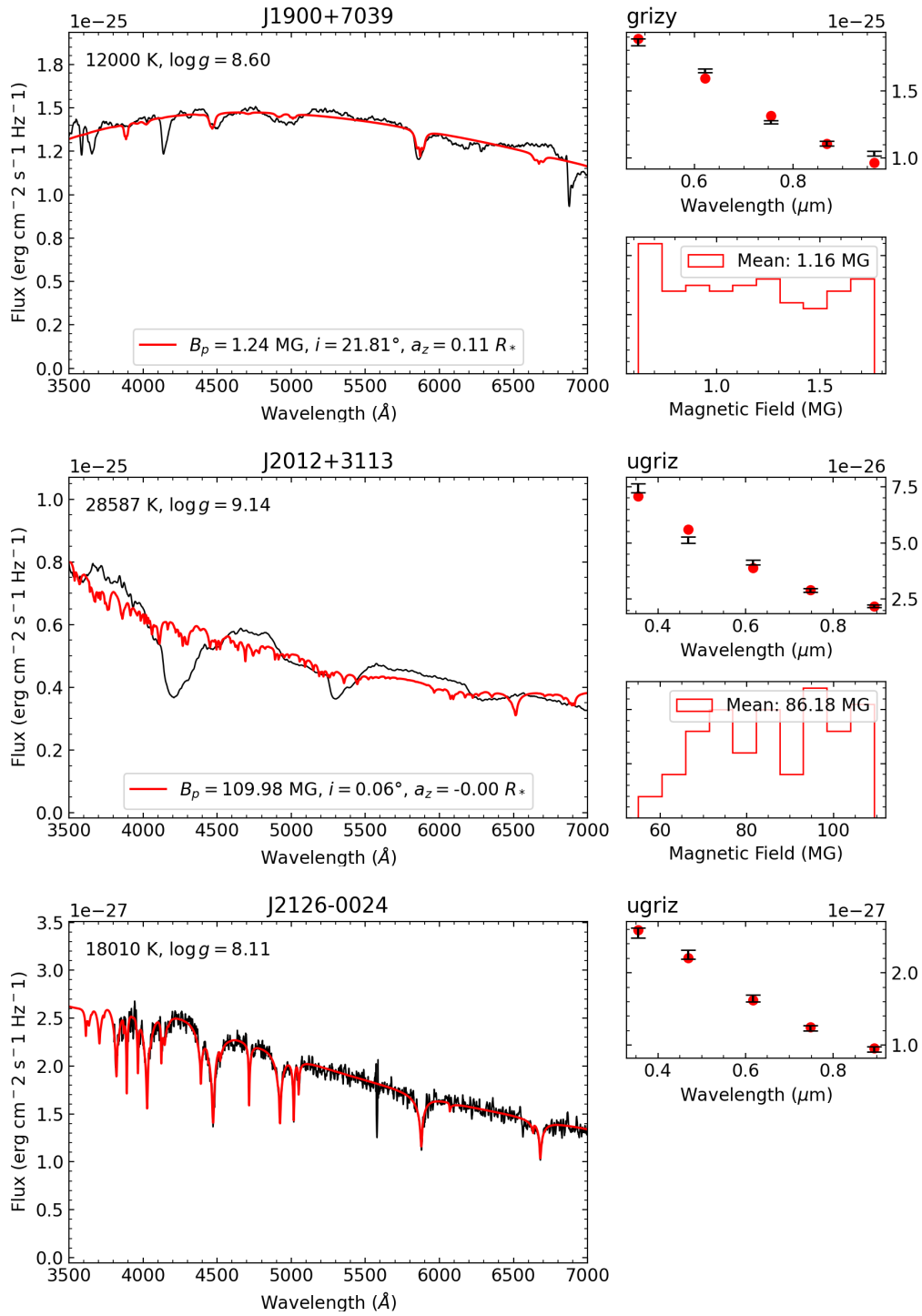


FIGURE B.1 (cont.)

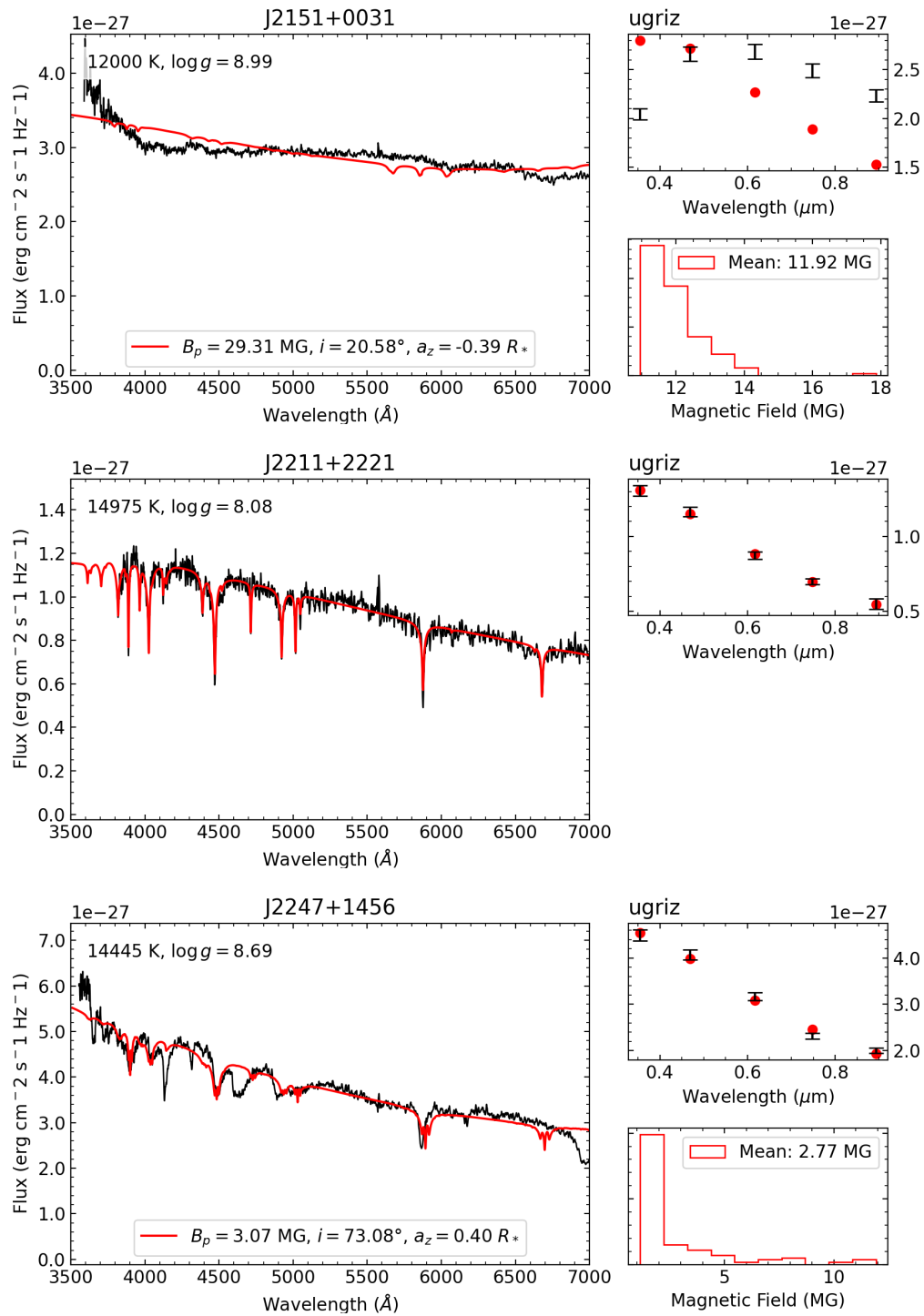


FIGURE B.1 (cont.)

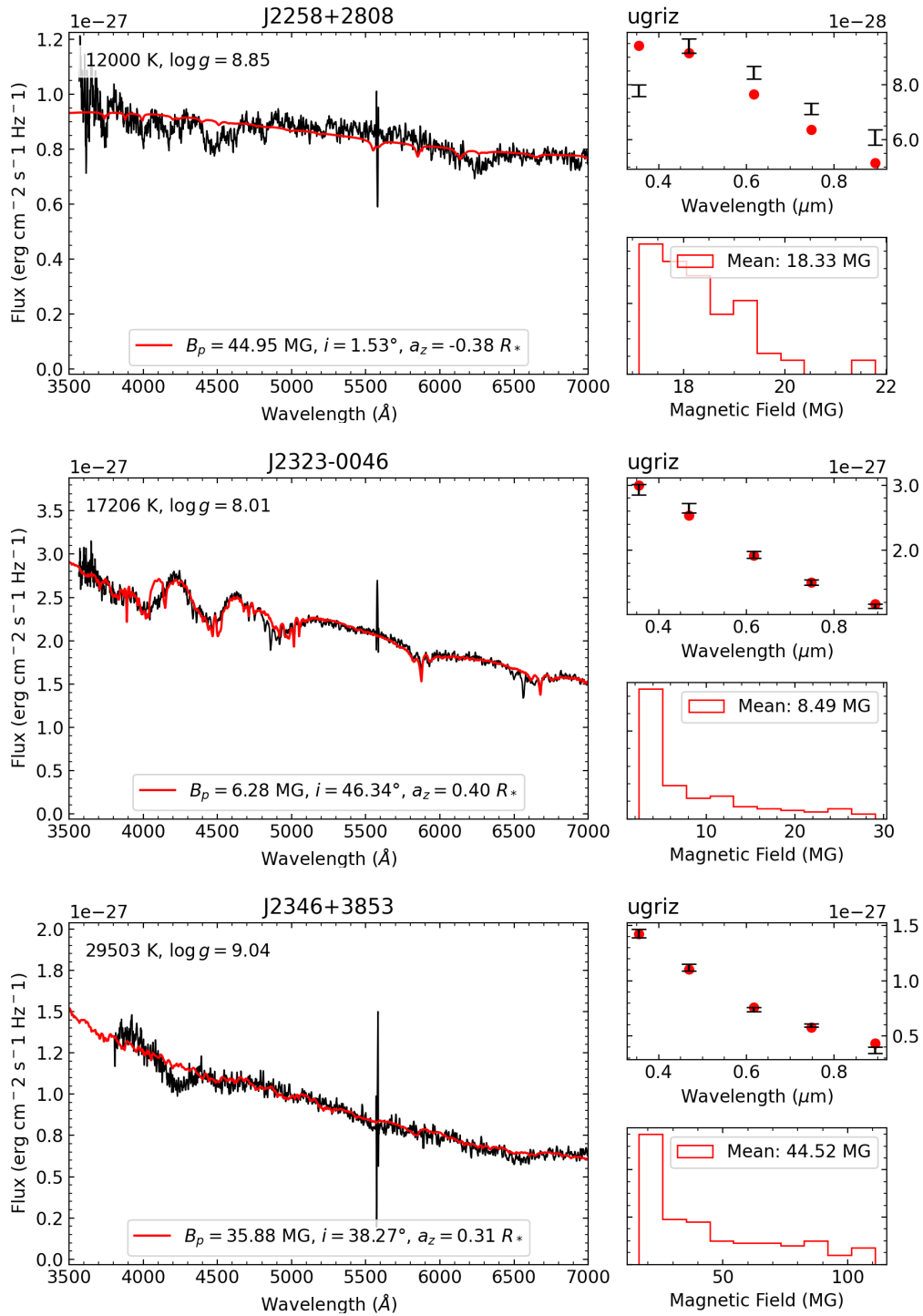


FIGURE B.1 (cont.)

## Annexe C

### Contributions supplémentaires

## Five New Post-Main-Sequence Debris Disks with Gaseous Emission<sup>1</sup>

Dans cet article, les auteurs ont présenté la découverte de cinq nouveaux systèmes d'étoiles naines blanches possédant un disque circumstellaire de débris, provenant possiblement de planètes ayant orbité leurs étoiles hôtes par le passé. Une étoile en particulier, WD J1622+5840, montre des raies spectrales anormalement larges, en particulier la raie K du calcium ionisé. Alors que plusieurs options ont été suggérées afin d'expliquer ce phénomène, tels qu'un élargissement causé par le gaz interstellaire, ou du gaz circumstellaire (provenant d'un disque autour de l'étoile), ma contribution consiste dans le calcul de spectres synthétiques tentant de reproduire l'élargissement par le champ magnétique. J'ai calculé des spectres avec une intensité de champ magnétique (constante à travers la surface) entre 0 et 30 kG, afin d'estimer la contribution du champ à l'élargissement. Les auteurs ont par la suite déterminé qu'un champ d'intensité entre 20 et 30 kG.

## Tracing the composition of exoplanetary building blocks using seven polluted white dwarfs<sup>2</sup>

Dans ce second article, les auteurs ont étudié sept systèmes d'étoiles naines blanches possédant un disque circumstellaire de débris. L'étoile WD 1622+587, une DBZ, montre des raies spectrales plus larges que ce qui est attendu des modèles non magnétiques. De manière similaire à Dennihy et al. (2020), ma contribution consiste au calcul de spectres synthétiques tentant de reproduire l'élargissement des raies de Ca II et Si II. Avec ces modèles, les auteurs ont déterminé qu'un champ magnétique de 10 kG pouvait être responsable de l'élargissement des raies d'absorption.

---

<sup>1</sup>Dennihy et al. (2020)

<sup>2</sup>Rogers et al. (2022)