

UDC 52-355-3

YU ISSN 0373-3742

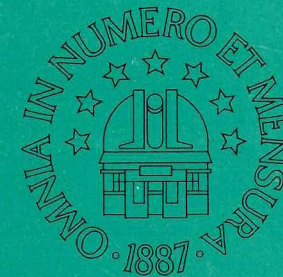
PUBLIKACIJE ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU
PUBLICATIONS DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BELGRADE

Sv. 37

No 37

VLADIMIR KRŠLJANIN

ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA KOD TOPLIH ZVEZDA
ION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS



BEOGRAD
1989.

PUBL. OBS. ASTRON. BELGRADE N° 37 1-114 BELGRADE NOVEMBRE 1989

PUBLICATIONS DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE
DE BELGRADE
Founded 1947

Publishing Council:

A. Kubičela, Astronomical Observatory, Belgrade, (Chairmen)
M. Kuzmanoski, Department of Astronomy, Faculty of Sciences, Belgrade University,
Belgrade
M. Mitrović, Astronomical Observatory, Belgrade
S. Sadžakov, Astronomical Observatory, Belgrade
M.S. Dimitrijević, Astronomical Observatory, Belgrade
J. Purić, Faculty of Sciences, Belgrade University, Belgrade

Editorial board:

M.S. Dimitrijević – Editor-in-Chief
J. Arsenijević, Editor
M. Mitrović
O. Atanacković–Vukmanović, Secretary
R. Grujić
V. Protić–Benišek

Published and copyright © by Astronomical Observatory – Institut za astronomska
istraživanja, Volgina 7, 11050 Belgrade, Yugoslavia

Director of the Astronomical Observatory – Institute of Astronomical research:

M. Mitrović

The publication of this issue is financially supported by the Republic Community
of Sciences of Serbia

Printed by: Zavod za grafičku delatnost Instituta za vodoprivredu „Jaroslav Černi”

UDC 52–355–3

YU ISSN 0373–3742

PUBLIKACIJE ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU
PUBLICATIONS DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BELGRADE

Sv. 37

No 37

VLADIMIR KRŠLJANIN

**ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA KOD TOPLIH ZVEZDA
ION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS**



**BEOGRAD
1989.**

PUBL. OBS. ASTRON. BELGRADE N° 37 1–114 BELGRADE NOVEMBRE 1989

Mojim roditeljima
DUŠANKI i MIROLJUBU

To my parents
DUŠANKA and MIROLJUB

Za naučni doprinos sadržan u ovom radu, VLADIMIR KRŠLJANIN je nagrađen
TESLINOM nagradom za naučno i tehničko stvaralštvo mladih za 1986. godinu.

Urednik

VLADIMIR KRŠLJANIN has been awarded a TESLA's prize for young scientists,
for his contribution to astrophysical science comprehended in this volume.

Editor



1986

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

1986

ZAHVALNOST

Želim da na ovom mestu izrazim najveću zahvalnost Dr Milanu S. Dimitrijeviću za podsticajne ideje, nesebičnu pomoć i dragocene savete pri radu na ovoj monografiji.

Veoma sam zahvalan Dr Ištvanu Vinceu na prijateljskom interesu koji je pokazao tokom mog rada, kao i na korisnim diskusijama i sugestijama.

Zahvaljujem se mr Olgi Atanacković-Vukmanović na korisnim diskusijama i pomoći u proračunima jonizacionog balansa.

Ovaj rad je realizovan na Astronomskoj opservatoriji, institutu za astronomska istraživanja u Beogradu. Zahvaljujem se svim kolegama sa Opservatorije, a posebno članovima Grupe za astrofiziku, što su mi omogućili povoljne uslove za rad.

Realizaciju ovog rada finansirala je Republička zajednica za nauku Srbije, u okviru projekta „Fizika i kretanja nebeskih tela i veštačkih satelita”.

Beograd,
3. oktobra 1988.

Autor

ACKNOWLEDGMENTS

With sincere gratitude for his stimulating ideas, continuous encouragement and for invaluable advices and criticism generously given I wish to tender my thanks to Dr Milan S. Dimitrijević.

I desire to express grateful acknowledgment to Dr Ištvan Vince for friendly interest, helpful discussion and suggestions.

I am indebted to Mrs Olga Atanacković-Vukmanović for fruitful discussion and help in ionization balance calculations.

For making favorable conditions for work on this monograph I thank the staff of the Astronomical Observatory in Belgrade, particularly the colleagues from the Astrophysical group.

This work has been supported by the Republic Association for Science of Serbia through the project „Physics and Motions of Celestial Bodies and Artificial Satellites”.

3rd october, 1988
Belgrade

V. Kršljanin

SADRŽAJ
CONTENTSION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS
(extended abstract in English)

UVOD

1. POMERANJE SPEKTRALNIH LINIJA I PROCESI U ATMOSFERAMA TOPLIH ZVEZDA

1.1. Ultraljubičasti spektri toplih zvezda

1.1.1. Zvezde ranih spektralnih klasa

1.1.2. Topli beli patuljci

1.1.3. Jezgra planetarnih maglina

1.2. Atomi procesi i oblik linija u zvezdanim spektrima

1.2.1. Širenje i pomeranje linija pritiskom.

Sudarna aproksimacija i Lorencov profil

1.2.2. Prirodno širenje

1.2.3. Doplerovo širenje

1.2.4. Formiranje spektralnih linija u zvezdanim atmosferama

1.3. Neki pristupi teoriji Štarkovog širenja i pomeranja linija u okviru sudarne aproksimacije

1.3.1. Adijabatska teorija

1.3.2. Teorija Barangera

1.3.3. GBKO teorija

2. ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA – TEORIJA

2.1. Elektronski sudarni pomak

2.1.1. Modifikovana semiempirijska teorija

2.1.2. Poređenje sa eksperimentima i sa rezultatima drugih teorija

2.2. Protonski sudarni pomak

3. ŠTARKOV POMAK ASTROFIZIČKI ZNAČAJNIH JONSKIH LINIJA

3.1. Štarkov pomak linija 13 jonskih ultraljubičastih multipleta

3.1.1. Primenljivost aproksimacija

3.1.2. Rezultati proračuna

3.2. Štarkovo pomeranje i širenje rezonantnih linija u litijumovom izoelektronskom nizu

3.2.1. Astrofizički značaj

3.2.2. Rezultati

4. ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA U ATMOSFERAMA TOPLIH ZVEZDA

- 4.1. Sadržaj istraživanja i rezultati
- 4.2. Štarkov pomak kod zvezda ranih spektralnih klasa
- 4.3. Štarkov pomak kod zvezda sa povećanom površinskom gravitacijom
- 4.4. Zaključak

PRILOG A. Jonizacioni balans u atmosferama toplih zvezda

PRILOG B. Štarkovi pomaci i poluširine nekih astrofizički značajnih ultraljubičastih jonskih linija

Literatura/References

Publ. Obs. Astron. Belgrade No 37 1-114 Belgrade Novembre 1989

ION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS

(abstract)

INTRODUCTION

High-resolution UV spectroscopy from spacecrafts reveals different stellar spectral line features connected with line shifts and asymmetries. These features are mainly caused by dynamics of stellar envelopes, mass loss, convective motions and gravitation. Purpose of this work is to determine the contribution of pressure (i.e. Stark) broadening to such effects in spectra of hot ($T_{\text{eff}} \geq 20000$ K) main sequence and high gravity stars ($4.5 < \log g < 9.0$). In that order, modified semiempirical theory for calculation of ion lines electron-impact shifts is developed (DIMITRIJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1986a; DIMITRIJEVIĆ, KONJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1987a). The method is tested via comparison with results of the semiclassical and semiempirical theories as well as with critically selected experiments (DIMITRIJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1986a; DIMITRIJEVIĆ, KONJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1987b; DIMITRIJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1988; KRŠLJANIN and DIMITRIJEVIĆ, 1988).

Stark shifts of astrophysically important Si, C, N, O, ion lines in spectra of hot stars are calculated (KRŠLJANIN, 1988b; DIMITRIJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1986b). Simple analytical expressions for resonance lines Stark shifts in lithium isoelectronic sequence are obtained (KRŠLJANIN and DIMITRIJEVIĆ, 1986; KRŠLJANIN, 1988a). Contribution of the Stark shifts to the stellar spectral line shifts mainly caused by mass loss, gravitation and stellar atmospheric motions is estimated and importance of this contribution is discussed.

1. SPECTRAL LINE SHIFTS AND PROCESSES IN HOT STELLAR ATMOSPHERES

1.1. UV spectra of hot stars

1.1.1. Early-type stars

Main evolutionary and spectroscopic characteristics of early-type stars (including subdwarfs) are described, with special emphasis to UV spectral features and their variability. VINCE (1986) did first attempt to estimate line asymmetry caused by pressure broadening in a spectrum of hot star.

Figs. 1-3. IUE low resolution spectra of CPD-5902623 (Fig. 1), 22 Sco (Fig. 2) and κ^1 Ceti (Fig. 3) stars.

Fig. 4. N V resonance doublet showing P Cygni-type profiles in spectra of four stars.

1.1.2. Hot white dwarfs

Some basic physics of white dwarfs and their spectra is given. Possible pressure broadening influence on difference between „astrophysical” and „relativistic” masses is discussed. Special attention is paid on recently discovered (e.g. BRUHWEILER and KONDO 1981, 1982, 1983) metal ion lines in spectra of hot white dwarfs, and their line shifts. Until now, no attempt to estimate pressure shifts of these lines was made.

Fig. 5. Si III (4 UV) lines in spectrum of 2111+49 (GD394) white dwarf, only non-resonant metal lines observed in spectra of hot white dwarfs.

1.1.3. Nuclei of planetary nebulae

Basic physical and spectral properties of nuclei of planetary nebulae are given and lack of pressure shift determination is emphasized.

1.2. Atomic processes and stellar spectral line shapes

1.2.1. Pressure broadening and shift. Impact approximation and Lorentz profile

Validity conditions for impact approximation (SAHAL-BRÉCHOT and SEGRE, 1971) are given. Lorentz profile of the atomic absorption coefficient for pressure broadening is evaluated according to KRAINOV and SMIRNOV (1983). Basic physical properties of pressure broadening are outlined.

1.2.2. Natural broadening

1.2.3. Doppler broadening

Basic formulae of natural and Doppler broadening are given and their physical background is sketched.

1.2.4. Spectral line formation in stellar atmospheres

Influence of pressure broadening on stellar spectral line shapes is described and basic formulae are given.

Fig. 6. Typical spectral line contribution function (integrand function in Eq. 1.43) important for line formation effective depth determination (Eq. 1.43).

1.3. Some approaches to Stark broadening and shift theory within the impact approximation

1.3.1. Adiabatic theory

Brief survey of Stark broadening within the adiabatic approximation (BRÉCHOT and VAN REGEMORTER, 1964a; COOPER, 1966; ROBERTS and DAVIS, 1967) with special emphasis on line shifts, including main formulae, is given.

1.3.2. Baranger's theory

Classical Baranger's work on pressure broadening within the impact approximation is presented according to BARANGER (1962) and GRIEM (1974).

1.3.3. GBKO theory

Widely applied Stark broadening semiclassical theory of GRIEM, BARANGER, KOLB and OERTEL (1962), improved by GRIEM (1974) is briefly presented.

2. ION LINES STARK SHIFTS – THEORY

2.1. Electron-impact shifts

Stark shift and in particular, electron-impact shift is the dominant pressure line shift in atmospheres of early-type stars and hot white dwarfs. Since, in spectra of some of them, like O and B stars, ion lines dominate, the knowledge of the Stark broadening and shift parameters for a large number of elements in several ionization stages is very important. Even in relatively cool stellar atmospheres, as the solar one, where line broadening caused by collisions with neutral perturbers is significantly larger than the Stark broadening, in some cases the Stark shift could be of the same order of magnitude as neutral atom-impact shift (VINCE et al., 1985a). In accordance with that fact, Stark shift is also one of the causes of the stellar spectral line asymmetries (VINCE et al., 1985b; VINCE 1986; KRŠLJANIN, 1988c), therefore it can serve for more precise determination of other causes of asymmetry. In the case of white dwarfs and other high-gravity stars, knowledge of the Stark shift theory can make possible accurate determination of the gravitational red shifts (WIESE and KELLEHER, 1971; GRABOWSKI et al. 1986).

Quantum mechanical or semiclassical theories are able to provide data of high accuracy but they require considerable labour and knowledge of numerous atomic data. Astrophysicists often require Stark broadening data for a large number of transitions in many atoms. In such cases, tedious calculations can be avoided if one uses simple approximative formulae with good average accuracy, e.g. the semiempirical method (GRIEM, 1968) or the modified semiempirical method for Stark widths (DIMITRIJEVIĆ and KONJEVIĆ, 1980; 1981a) and shifts (DIMITRIJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1986a) of ion lines, and a simple method for widths and shifts of neutral atom lines (DIMITRIJEVIĆ and KONJEVIĆ, 1986).

The modified semiempirical approach was tested several times (DIMITRIJEVIĆ and KONJEVIĆ, 1981a, b, c; DIMITRIJEVIĆ, 1982a, b; 1983; 1988a, b; KONJEVIĆ et al., 1984; DIMITRIJEVIĆ and KRŠLJANIN, 1986a; 1988; KRŠLJANIN and DIMITRIJEVIĆ, 1988) and on the average gives a satisfactory agreement with experiments.

2.1.1. Modified semiempirical theory

Starting from BARANGER's (1958c) quantum mechanical expression for the width of an isolated ion line within the impact approximation (Eq. 2.1 in this book),

together with BETHE's (1930) relation for the inelastic cross-section (2.2), as well as from the semiempirical effective Gaunt factor, g_{se} (the Gaunt factor is a measure of the probability for the incident electron to change kinetic energy from the value before the collision to the value after it), suggested by SEATON (1962) and VAN REGEMORTER (1962), GRIEM (1968) derived semiempirical formulae for the width and the shift of ion lines. At the same time, he assumed that contributions of the electric collisions can be neglected for high electron temperatures, in accordance with the Bethe-Born approximation (valid for allowed dipole transitions only). In the case of low temperatures, contributions of elastic collisions were taken into account by extrapolation of the threshold value of the inelastic cross-section into the region below the threshold (GAILITIS, 1963). GRIEM's (1968) formula for the shift is (2.4).

The Gaunt factor for the shift, g_{sh} , was obtained by Griem from g_{se} , solving the Cauchy integral dispersion relation (2.5). For $x < 2$ the solution of (2.5) is the semiconvergent series (2.6).

According to GBKO theory (GRIEM et al., 1962) one can obtain (2.7) where $b(y)$ denotes the Stark broadening function for straight perturber paths. From (2.7) GRIEM (1968) derived $g_{sh}(x)$ for large values of x , by obtaining a best fit with the semiclassical calculations made in same paper. Starting from the same relation, Griem also concluded that to typical perturber energies at threshold ($x = 1$) corresponds $g_{sh} \approx 0.20$, the value identical to $g_{se}(1)$. According to this value, one can obtain $A_0 = 0.163$. The $g_{sh}(x)$ function (GRIEM, 1968) is shown in Fig. 7 and Table 1.

Using the Coulomb-Born II approximation (VAN REGEMORTER, 1960), BELY (1966b) calculated the cross-sections for excitation due to electron impacts of lithium-like ions. The threshold values of the Gaunt factor obtained from these cross-sections are significantly larger than 0.2 for the resonant transitions, while for the transitions with changes in principal quantum number, the values can be even less than 0.2. BLAHA (1969), on the basis of less refined calculations, obtained similar results. According to BELY's (1966a, b) results, KOBZEV (1971) suggested relation (2.8) for the threshold value of the Gaunt factor in the case of resonant transitions. It is seen from calculations of BELY and PETRINI (1970) that g_{th} for transitions with $\Delta n \neq 0$, depending on the type of transition, can be either larger or less than 0.2. But since the differences are not as large as in the case $\Delta n = 0$, it seems that $g_{th} = 0.2$ can be retained as a mean value for the transitions with $\Delta n \neq 0$. The dependence of the Gaunt factor on Z for these transitions (BELY and PETRINI, 1970) is significantly weaker than for $\Delta n = 0$ transitions, so a reasonable approximation is to neglect it.

The cross-sections obtained from experiments confirm in general (KUNZE, 1972) the characteristics of Gaunt factors described above.

In modifying formula (2.4) we had two intentions: first, to improve the accuracy, by taking into account (2.8); and second, to make the method easier for applications, by avoiding the necessity of knowing the complete set of perturbing energy levels.

For the transitions with $\Delta n = 0$ we calculated the new $g_{sh}(x)$ functions for singly, doubly, and triply charged ions.

Starting from the semiempirical Gaunt factor for $\Delta n = 0$ transitions (2.9) introduced by DIMITRIJEVIĆ and KONJEVIĆ (1980) on the basis of (2.8), Eq (2.5) becomes (2.10) with the solution (2.11) for $x < 2$.

According to the semiclassical theory with hyperbolic perturber paths (e.g. SAHAL-BRECHOT, 1969a, b, or GRIEM, 1974) $g_{sh}(x)$ is given by (2.12). Using (2.13) (GRIEM, 1974) one obtains (2.14).

Taking into account that the semiempirical Gaunt factor g_{se} agrees best with the semiclassical calculations for $2n^2/Z = 10$ (GRIEM, 1968), for typical perturber energies $3kT/2 \approx 2eV$ (the majority of experiments for doubly and triply charged ion lines has been performed at 2–2,5 eV (KONJEVIĆ et al., 1984) we obtain (2.15).

We estimated the threshold values for the $\tilde{g}_{sh}(x)$ functions according to (2.8) ($g_{th} = 0.35$ for singly and 0.53 for doubly charged ions). The A_0 values can be obtained from (2.9) and (2.11) (e.g. $A_0 = 0.313$ and 0.493 for singly and doubly charged ions, respectively). In order to determine $\tilde{g}_{sh}(x)$ we used (2.6) with the corresponding A_0 values for $x \leq 5$ and (2.15) for $5 < x \leq 7$. Since we estimated that for $x \geq 7$ the typical difference between straight path and hyperbolic path calculations is less than 10%, for $7 < x \leq 50$ we used (2.7) with $y_{min} \approx 5/x$ (GRIEM, 1968), and for $x > 50$, the $\tilde{g}_{sh}(x)$ functions converge to the value $\tilde{g}_{sh} = \sqrt{3}/2$ obtained from the GBKO (GRIEM et al., 1962) high temperature limit. The best fit values for $Z = 2, 3$ and 4 are presented in Table 1 and Fig. 7. For $Z > 4$, we can use as rough estimate the expression (2.16) connecting threshold values with the high temperature limit. The high temperature limit value $\tilde{g}_{sh} = \sqrt{3}/2$ is also a good estimate for $\Delta n = 0$ transitions for higher Z values since eventual differences are of the order of 10% for $Z > 7$.

For the transitions with $\Delta n \neq 0$, g_{sh} according to GRIEM (1968) is retained.

Assuming the LS coupling approximation, separating the transitions with $\Delta n = 0$ and estimating the energy distance to the nearest perturbing level from (2.17) one can suggest for the ion line shift the expression (2.18). All transitions with $\Delta n \neq 0$ are firstly summed and the corresponding matrix elements are treated lumped together. From the sum obtained we have subtracted the group of transitions with $\Delta E_{jj} < 0$.

The sum $\sum_k \delta_k$ is not equal to zero only if perturbing levels strongly violating the assumed approximations exist, i.e. if there are levels with $|\Delta E_{jj}| \ll |\Delta E_{n,n+1}|$. Contribution of each such level should be calculated as (2.19) where lower sign corresponds to $\Delta E_{jj} < 0$.

Relevant matrix elements can be calculated using the Coulomb approximation of BATES and DAMGAARD (1949) (Eqs. 2.21 and 2.22).

2.1.2. Comparison with experimental data and with other theoretical approaches

Results of our computations of line shifts of singly charged ions are compared in Figs. 8–15 with other theoretical approaches and with available experimental data.

Generally, the possibilities of theory in the case of shifts are considerably smaller than for the line widths (DIMITRIJEVIĆ et al., 1981; GRIEM, 1974). The only quantum mechanical (strong coupling) calculation in the case of ion line shifts was performed by BARNES and PEACH (1970) for the resonant lines of CaII. Extensive tables of semiclassical line shift calculations for the singly charged ions have been made by JONES et al. (1971). Experimental data exist almost exclusively for singly charged ions.

Theoretical approaches presented in Figs. 8–15 are the following:

MSE – modified semiempirical formula (2.18);

SE – semiempirical formula of GRIEM (1968) – Eq (2.4) in this book, calculations are ours;

SC – semiclassical theory; results of Jones et al. (1971);

QM – quantum mechanical calculations by BARNES and PEACH (1970).

Experimental results, denoted by special signs on the figures, were taken from the critical reviews of experimental data by KONJEVIĆ and WIESE (1976) and KONJEVIĆ et al. (1984).

It is seen from the figures, that the agreement with experimental results is comparable with more sophisticated approaches. One should also emphasize that the calculating procedure is simple and extremely fast. Unlike the semiempirical formula (2.4), the present method does not require the knowledge of the complete set of perturbing energy levels.

The agreement between the present modified semiempirical theory and both experimental and more sophisticated theoretical values is very encouraging and it indicates that this simple method can be useful in calculating Stark shifts in astrophysical and physical problems.

2.2. Proton impact shifts

In the stellar atmospheric conditions (SAHAL-BRÉCHOT and SEGRE, 1971) proton impact shifts can be estimated within the frames of impact and adiabatic approximations. Because of the high values of z and $m = m_p$ Eq. (1.45) can be reduced on (1.47) and (1.48).

3. STARK SHIFTS OF ASTROPHYSICALLY IMPORTANT ION LINES

3.1. Stark shifts of ion lines within 13 UV multiplets

Thirteen UV multiplets of Si, C, N, O included in this investigation, together with their atomic parameters (from WIESE et al., 1966, 1969) are listed in Table 2.

3.1.1. Validity of approximations

Validity of impact and semiclassical (SAHAL-BRÉCHOT and SEGRE, 1971) and adiabatic approximations in hot stellar atmospheres, on the basis of criteria (1.2), (1.3), (1.13), (2.23), (3.1) and (3.2) is demonstrated, and the results are given in Table 3.

3.1.2. Results of calculations

Calculated Stark shifts of the selected UV ion multiplets are presented in Figures 17–23 and in Appendix B. All calculations were performed for perturber number density $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and in temperature range $5000 \text{ K} \leq T \leq 300000 \text{ K}$.

Figs. 17, 18. Electron-impact shifts and electron-impact shift to half-width ratios of UV ion multiplets as functions of temperature. Minus denotes blue shift. Figs.

Figs. 19–23, Stark shifts of UV ion multiples as functions of temperature (solid lines). Dashed lines denote electron-impact shifts. Shaded areas are the proton-impact shift contributions.

3.2. Stark broadening and shifts of resonant lines within the lithium isoelectronic sequence

3.2.1. Astrophysical importance

High temperatures necessary for the existence of multiply charged ions are often connected with high densities (laser produced plasmas, stellar interiors). Stark broadening dominates the line profile in these conditions. It is particularly important for the plasma diagnostics in fusion research (laser or particle beam produced plasmas).

Isoelectronic sequences of hydrogen and helium, considering their physical and astrophysical importance and their simplicity, are the best studied. Stark broadening within isoelectronic sequences (other than H and He) is discussed by WIESE and KONJEVIĆ (1982). DIMITRIJEVIĆ (1984) calculated Stark broadening parameters for Be-like ions. Systematic trends and regularities of Stark broadening parameters within isoelectronic sequences, as functions of the residual ionic charge were discussed by KONJEVIĆ and DIMITRIJEVIĆ (1981), and by WIESE and KONJEVIĆ (1982).

The most important and simplest isoelectronic sequence (excluding ones of H and He) is the lithium isoelectronic sequence. Although it was the subject of several investigations (BELY, 1966a, b; BELY and PETRINI, 1970; KUNZE and JOHNSTON, 1971; ZILITIS, 1983), Stark broadening was calculated only for few ions, among the first six ones.

UV resonant lines of C IV, N V, O VI are particularly important in spectra of hot stars and quasars. Be II and B III lines are also very important for stellar spectroscopy because of the role of these elements in fusion processes. Resonant lines of highly ionized atoms (Mg X, Si XII) are present in spectrum of the solar corona.

The method for electron temperature determination from Li-like ion lines intensity ratio (HEROUX, 1964) is sometimes applied in laboratory and stellar spectroscopy.

Line absorption contribution to the opacity of stellar interiors is less or approximately equal to 50% for temperatures not higher than $\approx 5 \cdot 10^6 \text{ K}$ and close to the Sun centre the contribution is about 10% (COX, 196), due to high densities. Contribution of resonance lines of Li-like ions is important in UV spectral range, for temperatures below 10^6 K .

3.2.2. Results

Modified semiempirical theory is partially based on experimentally proved (KUNZE and JOHNSTON, 1971) calculations (BELY, 1966a, b; BELY and PETRINI, 1970) of cross-sections for excitation of Li-like ions due to electron impacts. Therefore, the theory promises a good accuracy in Stark broadening calculations for these ions.

We calculated Stark widths and shifts of resonance doublets ($2s^2 S-2p^2 P^o$) for the first 19 Li-like ions (some atomic parameters of these multiplets are given in Table 4). We restricted calculations in this manner to avoid the irregularities in atomic structure of highly ionized atoms, and because of the dominant abundance of light elements in astrophysical plasmas. All necessary atomic data were taken from BASHKIN and STONER (1975). For the numerical reasons, we performed all calculations in the temperature range ($5 \cdot 10^3 \text{ K}$, $5 \cdot 10^7 \text{ K}$), where the upper limit is the temperature of complete ionization of stellar interiors (COX, 1965).

Obtained results were fitted with the simple analytical expressions (3.3) and (3.4). These expressions can be applied for the fast estimations in laboratory plasma diagnostics, as well as for calculations of radiative transfer in stellar interiors, for construction of line blanketed stellar model atmospheres and for calculation of line profiles in stellar spectra.

Electron-impact shift d (blue), halfwidth w and $|d|/w$ ratio at the temperature corresponding to 1/10 of ionization potential are presented in Fig. 24 as functions of residual ionic charge.

4. ION LINES STARK SHIFTS IN HOT STELLAR ATMOSPHERES

4.1. Method of investigation and results

Stark shifts in stellar spectra of the multiplets considered are calculated on the basis of model atmospheres of CURUCZ (1979) for early-type stars ($\log g = 4.5$ and 5) and WESEMAEL et al. (1980) and WESEMAEL (1981) for high gravity stars ($\log g = 6, 7, 8, 9$). All calculations were performed for $T_{\text{eff}} \geq 20000$ K. These high temperatures ensure the following: (i) broadening due to collisions with neutral particles can be neglected (Appendix A), (ii) C IV resonant doublet, one of the most important features in spectra of hot stars are present (HUBENY et al., 1985), (iii) metal ion lines in spectra of hot white dwarfs are present (BRUHWEILER, 1985). Upper temperature limit in our investigation is Eddington limit (e.g. WESEMAEL et al., 1980).

Our results are presented in Tables 5–18, and in Figs. 25–31. In the Tables, Stark shifts are given in km/s for comparison with other causes of line asymmetries and shifts.

Fig. 25. Stark shift of Si II (4 UV) multiplet in hot stellar atmospheres as a function of effective temperature, surface gravity and optical depth.

Fig. 26. Stark shift of Si IV (27 UV) multiplet in hot stellar atmospheres at $\tau_{\text{Ross}} = 0.1$ as a function of effective temperature and surface gravity.

Fig. 27. Stark shift of Si II (4 UV) multiplet in hot stellar atmospheres at $T_{\text{eff}} = 30000$ K, as a function of optical depth and surface gravity. Dashed line corresponds to pure helium white dwarf atmosphere with $\log g = 8$.

Fig. 28. Stark shift of C IV (1 UV) multiplet in hot stellar atmospheres at $T_{\text{eff}} = 50000$ K, as a function of optical depth and surface gravity.

Fig. 29. Stark shift of C IV (1 UV) multiplet in hot stellar atmospheres at $\log g = 8$ as a function of optical depth and effective temperature. Numbers are effective temperatures (in 10^3 K).

Figs. 30, 31. Stark shifts of C IV (1 UV), N V (1 UV), O VI (1 UV) and Si III (4 UV) multiplets in hot white dwarfs atmospheres as functions of effective temperature, surface gravity and optical depth. Right ordinate axes show contributions of the Stark shifts to measured line shifts (in units of solar mass).

4.2. Stark shifts in spectra of early-type stars

Stark asymmetries and shifts of non-resonant lines can compete with other causes of asymmetries and shifts, so, present results are necessary for accurate diagnostics of stellar atmospheric dynamics.

Resonant lines show Stark asymmetries and shifts often lower than actual observational accuracy.

4.3. Stark shifts in spectra of high-gravity stars

In the high-gravity stars atmospheric conditions, only resonant lines of metal ions can appear. In comparison with main sequence stars, in the case of white dwarfs, because of the lower metal abundance, these lines are formed much deeper in photospheres. It makes favourable conditions for Stark broadening. Eq. (4.3) enables estimation of Stark shift contribution to the mass of a high gravity star determined from total measured line shift (the equation is based on mean white dwarf parameters of KOESTER et al., 1979).

4.4. Conclusions

Modified semiempirical theory of ion lines electron-impact shifts described in this work is shown to be a good data source for plasma spectroscopy and astrophysical applications.

Stark shifts of astrophysically important ion lines presented here can be applied for diagnostics of stellar atmospheric motions as well as for stellar mass determinations from gravitational red shifts. Our considerations show important role of Stark shifts in the both fields.

APPENDIX A. Ionization balance in hot stellar atmospheres

Figs. A1–A10. Ratios of numbers of X times ionized A-atoms to total numbers of A-atoms as functions of temperature. The curves correspond to $N_e = 10^{10}, 10^{11}, \dots, 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, from left to right ($X = 0, 1, 2, 3$; $A = \text{H, He, C, Si}$).

APPENDIX B. Stark shifts and widths of some astrophysically important UV ion lines

Tab. B1. Numerical values of Stark widths and shifts (in Å) for the multiplets considered in this work, as functions of temperature.

UVOD

Veliki prodori u posmatračkoj ultraljubičastoj spektroskopiji toplih zvezda, ostvareni poslednjih godina, izazivaju i stalne napore da se svi posmatrani fenomeni pravilno teorijski protumače. Kako su mnogi od tih fenomena vezani za pomeranje i asimetriju spektralnih linija (širenje zvezdanih omotača, isticanje mase, konvektivna kretanja, gravitacioni crveni pomak), od interesa je da se utvrdi koliki je eventualni udeo sudarnih procesa u plazmama zvezdanih atmosfera u oblikovanju posmatranih efekata. U ovom radu je predstavljena modifikovana semiempirijska teorija Štarkovog pomaka jonskih linija i razmotrena je njena primena na pomeranje i oblik značajnih linija jona Si, C, N, O, u više stanja jonizacije, u atmosferama zvezda sa $T_{\text{eff}} \geq 20000 \text{ K}$ i $4.5 \leq \log g \leq 9$.

U prvom odeljku prvog poglavlja opisane su posmatračke činjenice o ultraljubičastim spektrima toplih zvezda, relevantne za ovo istraživanje. Drugi odeljak je kratki uvod u problematiku sudarnog širenja i pomeranja spektralnih linija i njihovu ulogu u formiranju linija u zvezdanim spektrima. U trećem odeljku su izložene osnovne postavke nekih teorija Štarkovog širenja, značajnih za teorijski deo ovog rada.

Drugo poglavlje sadrži opis modifikovane semiempirijske teorije elektronskog sudarnog pomaka jonskih linija i poredenje njenih rezultata sa rezultatima nekih drugih teorija i laboratorijskih eksperimenata. U ovom poglavlju opisan je i metod procene protonskog sudarnog pomaka na osnovu adijabatske teorije.

Atomski parametri svih izabranih spektralnih linija, kao i rezultati dobijeni za njihov Štarkov pomak, predstavljani su i diskutovani u trećem poglavlju. Posebna pažnja je ovde posvećena rezonantnim linijama jona koji pripadaju litijumovom izoelektronskom nizu. Dobijene su vrlo jednostavne formule za procenu Štarkovog širenja i pomaka kod ovih linija.

U četvrtom poglavlju su prikazane promene Štarkovog pomaka linija iz 13 izabranih jonskih multiplata u većem broju modela toplih zvezda, sa različitim efektivnim temperaturama i površinskim gravitacijama. Posebno je razmatrana primena dobijenih rezultata na sledeće probleme: isticanje mase iz zvezdanih atmosfera, gravitacioni crveni pomak, asimetrija spektralnih linija.

Prilog A sadrži procenu jonizacionog balansa elemenata H, He, C, Si, u uslovima koji odgovaraju zvezdanim atmosferama. U prilogu B, date su u tabličnoj formi, numeričke vrednosti Štarkovog širenja i pomaka, dobijene u okviru ovog rada, za sve razmatrane linije.

I. POMERANJE SPEKTRALNIH LINIJA I PROCESI U ATMOSFERAMA TOPLIH ZVEZDA

1.1. Ultraljubičasti spektri toplih zvezda

1.1.1. Zvezde ranih spektralnih klasa

Zvezde ranih spektralnih klasa su relativno malobrojne. Među njima je i relativno mali broj veoma sjajnih. Međutim, njihov veliki značaj za proučavanje galaktičke strukture i građe zvezda, kao i složeni i zanimljivi problemi interpretacije pojava u njihovim spektrima, doprineli su da ove zvezde dugo budu predmet nesmanjene pažnje istraživača. One su i najmlađi objekti na Hertzsprung–Russelovom dijagramu. Tipično trajanje njihove evolucije iznosi $10^6 - 10^7$ godina, pa stoga hemijski sastav njihovih atmosfera daje podatak o aktuelnom hemijskom sastavu međuzvezdane materije iz koje su ove zvezde formirane. Poređenjem pak, njihovog sastava sa sastavom starijih zvezda, kao što je Sunce (4.5×10^9 godina), može se dobiti brzina obogaćenja međuzvezdane materije težim elementima. Proučavanjem složenih, vrlo često promenljivih fenomena u njihovim spektrima, proširuju se znanja o zvezdanim omotačima, zvezdanim vetrovima i isticanju mase u raznim stadijumima evolucije zvezda, o prenosu zračenja kroz astrofizičku plazmu, uključujući i plazmu u kretanju.

U zvezde ranih spektralnih klasa spadaju: B zvezde, uključujući Be zvezde i B zvezde sa ljuskom (shell); O zvezde, uključujući Of zvezde; Wolf–Rayet zvezde; subpatuljci koji imaju apsorpcione linije HeI i HeII.

U tipičnim spektrima zvezda ranih spektralnih klasa dominiraju apsorpcione linije. Balmerove linije vodonika i još neke linije se ponekad javljaju u emisiji superponiranoj na normalan apsorpcioni spektar. Zabranjene linije se retko javljaju (za razliku od spektara gasnih i planetarnih maglina) u emisionim spektrima ovih zvezda. Jedino u spektrima zvezda Wolf–Rayet, umesto apsorpcionih, dominiraju jake i široke emisione linije (videti npr. NUGIS i SAPAR, 1985).

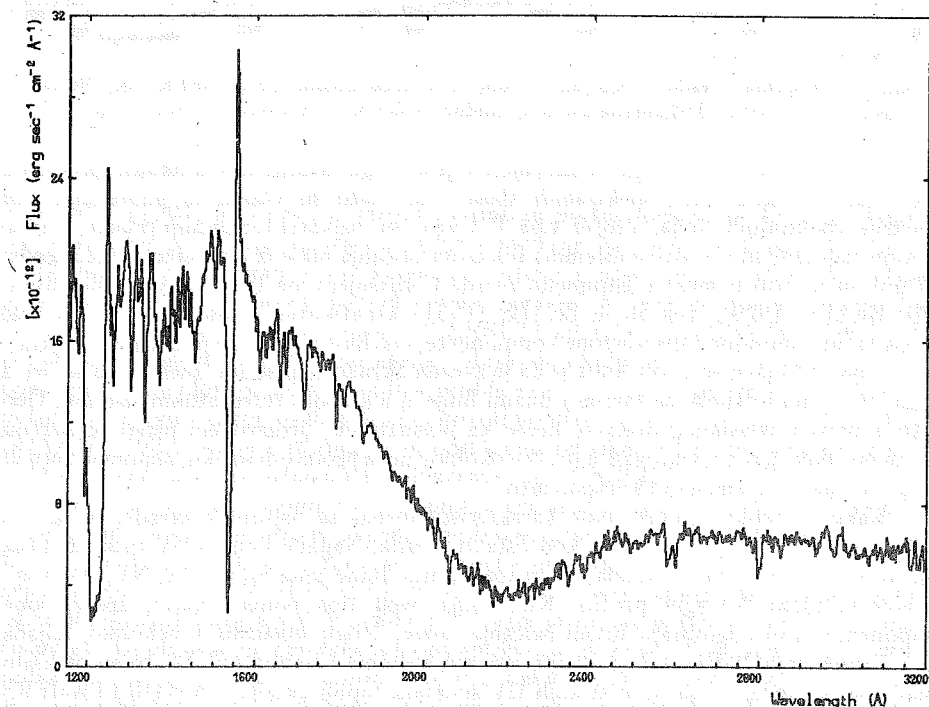
Prvu spektroskopsku analizu jedne zvezde ranog spektralnog tipa izvršio je UNSÖLD (1942), određujući srednje vrednosti temperature i elektronskog pritiska, i zastupljenost osam hemijskih elemenata u atmosferi zvezde τ Sco (B0V). TRAVING (1955) je izračunao model atmosfere iste zvezde, potvrđujući hemijski sastav koji je dobio Unsöld. Kasnija mnogobrojna istraživanja su sumirana u više monografija i preglednih članaka (UNDERHILL, 1966; HACK, 1969; HAUZIAUX i BUTLER, 1970; SCHOLZ, 1972; BAPPU i SAHADE, 1973; DE JAGER, 1980; UNDERHILL i DOAZAN, 1982).

Činjenica da se najveći broj linija u spektrima zvezda ranih spektralnih klasa nalazi u ultraljubičastoj (u daljem tekstu: UV) oblasti, predstavljala je hendikep u prvim decenijama istraživanja (efektivna granica za posmatranja sa površine Zemlje iznosi 3050 Å – granica apsorpcije ozona iz Zemljine atmosfere). Pravi prodor u ovoj oblasti postignut je tek u kosmičkoj eri, a naročito lansiranjem satelita specijalizovanih za UV-spektroskopiju, kao što su OAO–2 (Orbiting Astronomical Observatory, lansiran 1968), OAO–3 (Copernicus). Najveći doprinos nauci pružio je, međutim, satelit IUE (International Ultraviolet Explorer), lansiran 26.1.1978, koji, iznad očekivanja, i danas funkcioniše. Većina posmatračkih podataka koji će biti spomenuti u ovom radu, dobijena je pomoću ovog satelita. Njegove tehničke karakteristike detaljno su opisane u BOGGESS i dr. (1978a, b). Nabrojaćemo samo glavne karakteristike njegovih spektrografa (kratkotalasnog i dugotalasnog). Talasni opseg: 1150–1950 Å i 1900–3200 Å; razdvojna moć pri visokoj disperziji: 1.2×10^4 i 1.3×10^4 ; rezolucija pri niskoj disperziji:

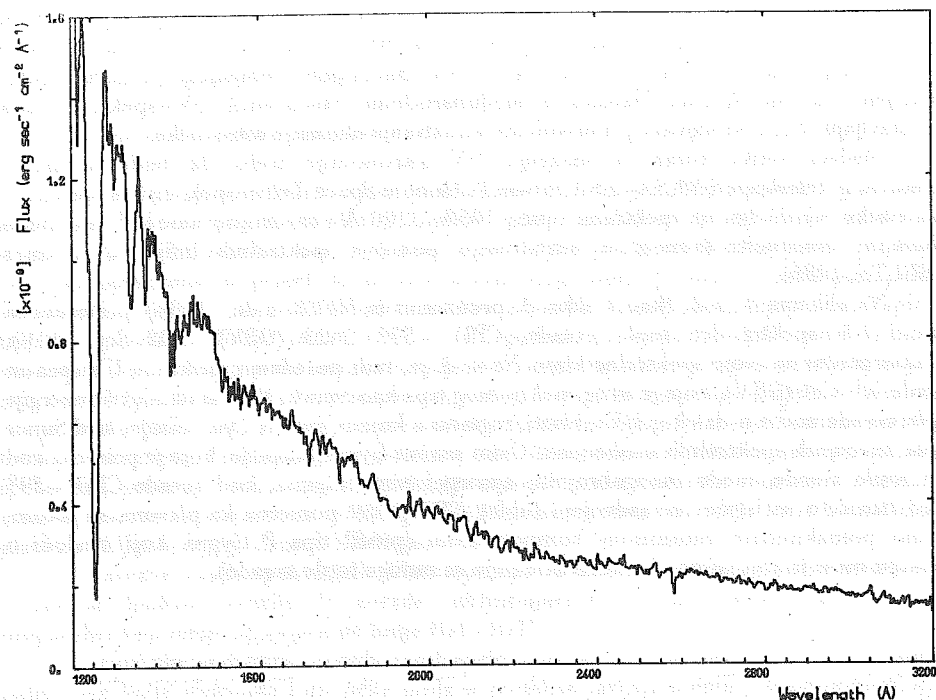
6 Å i 8 Å. Već tokom prvih meseci testiranja, pomoću satelita IUE snimljeno je (između ostalog) nekoliko značajnih spektara toplih zvezda (HEAP i dr. 1978). U osam proteklih godina eksploatacije ovog satelita, na osnovu materijala dobijenog pomoću njega, objavljeno je više stotina članaka u međunarodnim časopisima. UV-spektri zvezda predstavljaju jedan od najvažnijih predmeta istraživanja današnje astrofizike.

Sledeći veliki korak u snaženju UV-astronomije treba da bude lansiranje Kosmičkog teleskopa (NASA–ESA Edwin P. Hubble Space Telescope), čiji će spektrograf visoke rezolucije, uz spektralni opseg 1050–3200 Å i razdvojnu moć 10^5 , posebnom tehnikom omogućiti tačnost u određivanju položaja spektralnih linija od 1 km/s (EBBETS, 1985).

Na slikama 1. i 2. (kao i slika 3. preuzetim iz HECK i dr., 1984) prikazani su tipični UV spektri dve tople zvezde, CPD –59° 2623 (O3V) i 22 Sco (B2V), karakteristični za svoje spektralne klase. Na sl. 3. je, radi poređenja, prikazan UV spektar zvezde κ^1 Cet (G5V), koja je istog spektralnog tipa kao Sunce. Vidi se da najviše energije tople zvezde zrače u dalekoj UV oblasti, regionu u kojem, izuzev Ly α emisije, kod Sunca nema značajnih spektralnih osobnosti. Osim snažne Ly α apsorpcije, koja je prisutna kod obe tople zvezde, među mnogobrojnim apsorpcionim linijama, kod zvezde CPD –59° 2623 naročito se ističe nerazdvojeni dublet CIV λ 1559 pomenen ka plavom, sa jakim, crveno pomaknutom emisionom komponentom (profil tipa P Cygni, koji svedoči o isticanju mase iz atmosfere i karakterističan je za mnoge tople zvezde).



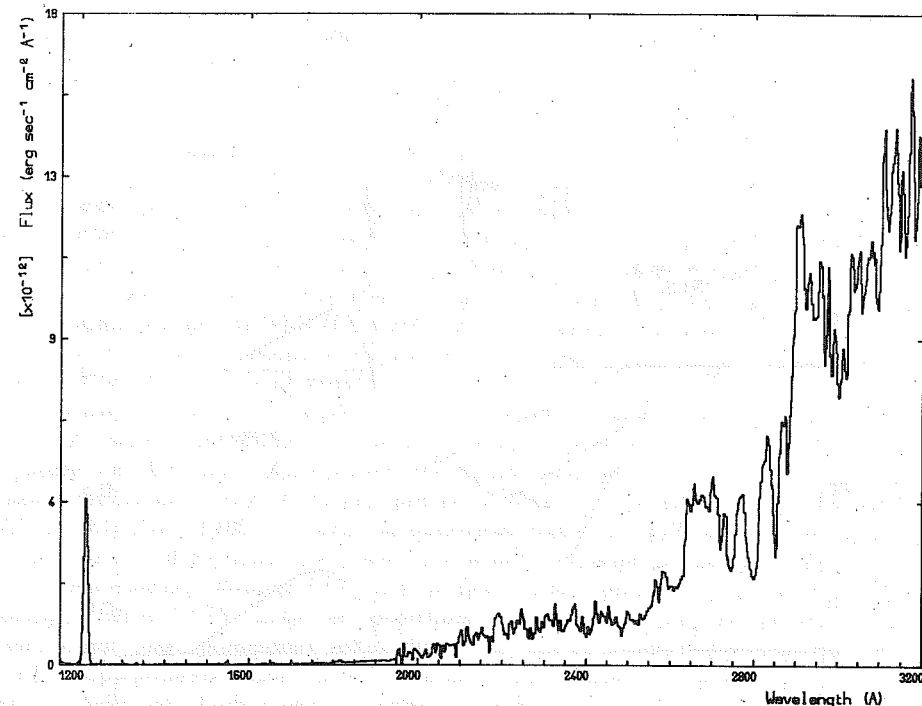
Slika 1. UV spektar zvezde CPD–59° 2623 (O3 V) dobijen pomoću satelita IUE (iz HECK i dr., 1984)



Slika 2. UV spektar zvezde 22 Sco (B2 V) dobijen pomoću satelita IUE (iz HECK i dr., 1984)

Fenomeni koji zahtevaju tumačenje, i koji se mogu shvatiti kao indikatori procesa u atmosferama zvezda ranih spektralnih klasa, vrlo često su vezani za pomeranje i/ili asimetrije spektralnih linija. Profili tipa P Cygni su najkarakterističniji primer. Oni se smatraju najvažnijim (i nedvosmislenim) dokazom isticanja mase iz atmosfere neke zvezde. Prvi put su uočeni u spektru istoimene zvezde i objašnjeni još 1928. godine (McCREA, 1929; BEALS, 1929), dok ih je BEALS (1951) klasifikovao u osam tipova, na bazi odnosa jačina emisije i apsorpcione komponente, i razlike u njihovim pomacima. Najkraće objašnjenje za pojavu ovakvih linija je da je zvezda okružena ljuskom (shell) koja se širi, a pritom je optički debela na talasnoj dužini linije u lokalnom referentnom sistemu. Deo ljuske u pravcu zvezdanog diska se kreće ka posmatraču, proizvodeći plavo pomerenju apsorpciju, dok deo projektovan u pravcu okolnog neba proizvodi široku, nepomaknutu ili crveno pomaknutu, emisiju komponentu.

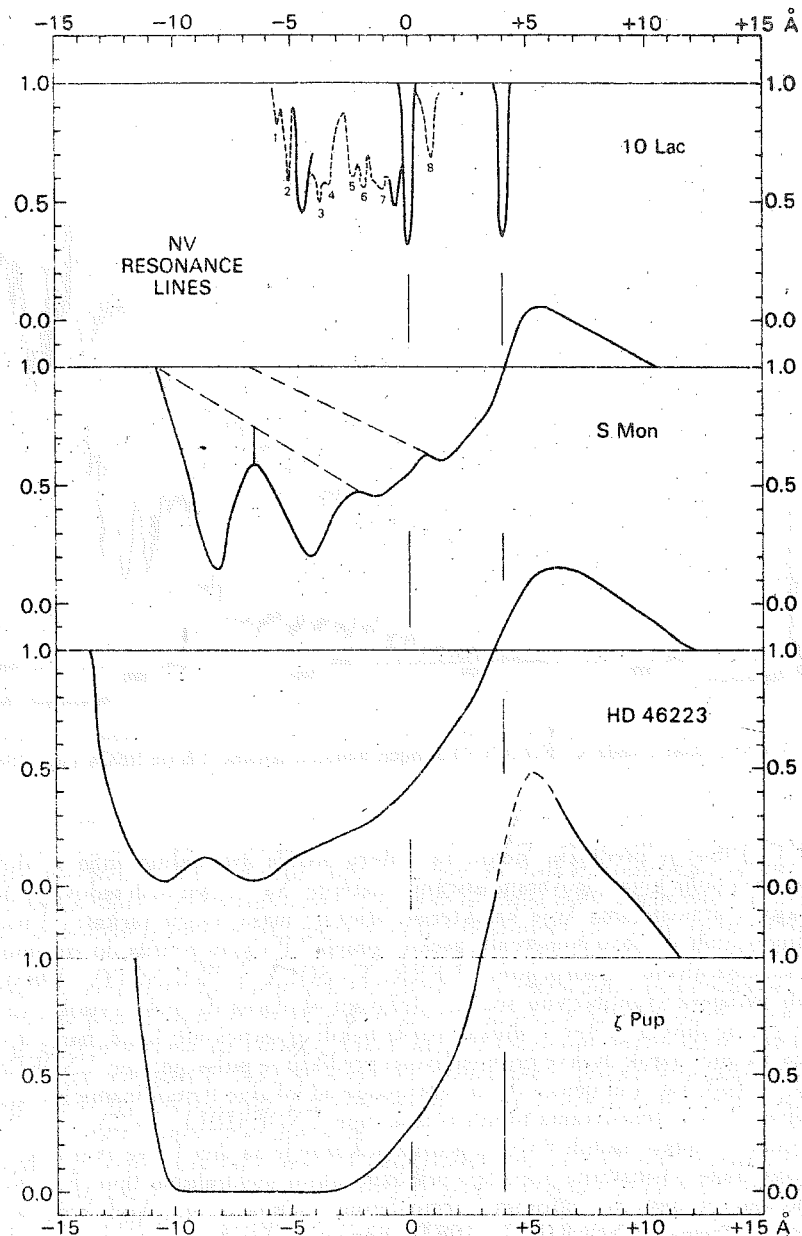
Kako je veliki gubitak mase karakterističan baš za najtoplije zvezde, to se ova pojava kod njih i sreće češće nego kod ostalih zvezda. Najjače linije u UV spektrima (uz linije vodonika, helijuma i gvožđa, to su rezonantne linije jona SiIV, CIV, NV, OVI) su i najčešće u ulozi P Cygni profila. Kod linija ovog tipa pomaci plave, apsorpcione komponente, koji odgovaraju brzini isticanja mase, mogu dostizati i nekoliko hiljada km/s (širine ovih linija obično imaju isti red veličine kao pomaci). Da bi se olakšalo tumačenje sve većeg broja posmatranih UV spektara toplih zvezda, CASTOR i LAMERS (1979) su pomoću numeričkih simulacija načinili atlas teorijskih P Cygni profila.



Slika 3. UV spektar zvezda κ¹ Cet (C5 V) dobijen pomoću satelita IUE (iz HECK i dr., 1984)

BERTOUT (1984) je predložio metod za sintezu profila spektralnih linija sa uključivanjem brzinskih polja koja odgovaraju isticanju materije. Na osnovu ovih radova jasno je da profili linija u atmosferama koje karakteriše isticanje mase, mogu varirati od neznatno plavo asimetričnih ili plavo pomerenih, preko „pravih” P Cygni profila do emisijnih profila sa zanemarljivom apsorpcijom (CERRUTI-SOLA i PERINOTO, 1985). Kod netipičnih slučajeva kvantitativnu analizu otežavaju okolnost da spektri visoke rezolucije pokazuju promenljivost jačine i oblika profila nekih apsorpcionih linija, naročito u UV oblasti (za mogući uzrok ovakve promenljivosti predlažu se pulsacije; npr. UNDERHILL i DOAZAN, 1982), kao i činjenica da su odstupanja od lokalne termodinamičke ravnoteže (LTE) najveća baš u atmosferama toplih zvezda (npr. UNDERHILL, 1972).

Primer nekoliko realnih P Cygni profila prikazan je na slici 4. Sve zvezde kod kojih su prikazane linije posmatrane pripadaju približno istom spektralnom tipu ($T_{\text{eff}} \approx 35000$ K), uključujući i onu sa „mirnom” atmosferom, odnosno onu kod koje je profil neporemećen. Prema UNDERHILL (1984) sličnost spektralnog tipa zvezda potiče od sličnosti njihovih fotosfera, dok razlike u P Cygni profilima potiču od različitih omotača (mantle). Građa ovakvih omotača je u opštem slučaju složena. Posmatranja u X-zracima potvrđuju postojanje analoga korone kod (bar nekih) toplih zvezda, međutim, ovi regioni su gušći i hladniji nego kod Sunca; kod nekih pak, naročito B zvezda, mogu postojati ljuske (shell), još hladniji, prostrani regioni (UNDERHILL i DOAZAN, 1982).



Slika 4. Rezonantni dublet N V (1 UV) u spektrima četiri O zvezde približno istog spektralnog tipa ($T_{\text{eff}} = 35000 \text{ K}$). Tri zvezde pokazuju profile tipa P Cygni, sa različitim stepenom saturacije. Linije označene brojevima u spektru 10 Lac predstavljaju blende različitih jona. Vertikalne linije označavaju talasne dužine nepomaknutih linija. Nula talasne dužine na slici odgovara 1238.82 \AA . (Iz UNDERHILL, 1984)

Osim širokih P Cygni profila, UV spektri zvezda ranih spektralnih klasa često sadrže i diskretne (za razliku od širokih P Cygni profila, često ih nazivaju još i „uskim“) apsorpcione komponente rezonantnih linija bar nekog od jona SiIV, CIV, NV, OVI. Ove linije su po pravilu plavo pomaknute, sa tipičnim širinama $100\text{--}300 \text{ km/s}$, dok im pomak može biti znatno veći, ali uvek manji od maksimalnih brzina isticanja, ili brzina dobijenih iz P Cygni profila ($\sim 1000\text{--}3000 \text{ km/s}$). U svim dobro proučenim slučajevima, ove komponente su promenljive po jačini i pomaku i/ili su višestruke. Tačno mesto i mehanizam njihovog nastanka još nisu utvrđeni. Na osnovu izučavanja UV spektra 225 zvezda ranih spektralnih klasa, uključujući subpatuljke, HENRICHS (1984) je našao da više od 50% ovih zvezda (pri čemu je to samo donja granica) sadrži diskretne apsorpcione komponente gorepomenutih jonskih linija. Kod četiri zvezde, $\zeta \text{ Oph}$ (O9.5Ve), $\lambda \text{ Eri}$ (B2IIIe), 6 Cep (B2.5Ve), $\zeta \text{ Pup}$ (O4I(n)f) prisustvo ovih linija koincidira sa pojavom neradijalnih pulsacija (HENRICHS, 1986), što ide u prilog teorijama koje ove dve pojave dovode u vezu, ali se potpuno objašnjenje diskretnih komponenta očekuje tek od detaljnih studija pojedinačnih zvezda.

Situacija sa jonskim linijama u UV spektrima, svakako je najsloženija kod Be zvezda. Za razliku od vodoničnih emisionih linija koje su simetrične i pokazuju brzine ekspanzije $v \lesssim 100 \text{ km/s}$, apsorpcione, rezonantne linije jona CIV, NV, SiIV, pokazuju izrazitu asimetriju, često P Cygni profile i brzine $v \gtrsim 1000 \text{ km/s}$. BARKER i MARLBOROUGH (1985) u članku sa duhovitim naslovom „CIV absorption troughs in the UV spectra of Be stars: gone with the wind?“ opisuju ponašanje, u spektrima Be zvezda, rezonantnog dubleta CIV, koji je često toliko proširen da je linije nemoguće razdvojiti: široke CIV linije se pojavljuju i nestaju – praćene jakim, ponekad asimetričnim, plavo pomerenim uskim diskretnim apsorpcionim komponentama, koje su na njih superponirane. Kod nekih Be zvezda nema širokih linija, već se samo uske menjaju. Neke uske linije mogu da opstaju na istoj brzini, menjajući samo jačinu. Postoji podozrenje da široke linije mogu biti rezultat superpozicije uskih komponenta. Prema postojećim teorijskim modelima koje nabrajaju HUBENY i dr. (1985), omotači (envelopes) Be zvezda mogu biti: diskolike rotirajuće i/ili šireće strukture; akrecioni diskovi i/ili omotači komponenta dvojnih sistema koje primaju masu; magličaste strukture sa visokim stepenom grupisanosti kontrolisane lokalnim magnetnim poljima; suštinski sferne strukture.

Jasno je da u ovako složenim uslovima ni pitanje identifikacije linija u UV spektrima zvezda ranih spektralnih klasa nije ni malo trivijalno. Najopširniji komparativni prelged DEANA i BRUHWEILERA (1985) sadrži 550 identifikacija u opsegu $1150\text{--}2000 \text{ \AA}$ za O zvezde sa $34000 \leq T_{\text{eff}} \leq 85000 \text{ K}$. Ovi autori konstatuju da svaki spektar sadrži linije elemenata u tri (a ponekad, možda i četiri) stanja jonizacije (o tome videti i Prilog A u ovom radu), zatim da su široke linije kod normalnih O zvezda često blende više različitih linija, kao i da je mnogo jakih linija još neidentifikovano.

Sinteze UV spektara zvezda ranih spektralnih klasa koje su izvršili HUBENY i dr. (1985), pokazuju da grupisane blende nekih linija, naročito FeII i FeIII, mogu simulirati postojanje širokih linija CIV, NV, SiIV, i to čak plavo pomerenih i/ili asimetričnih. Ovo sugerise opreznost kako u identifikaciji, tako i u tumačenju pomaka ovih linija. To je naročito važno i zato što se pojava ovih linija u spektrima nekih zvezda tumači superjonizacijom, jer temperature njihovih omotača nisu dovoljne da proizvedu dovoljno jona za formiranje posmatranih linija. Pomenuti rad potvrđuje i neke ranije posmatračke zaključke da se rezonantne linije CIV normalno javljaju (bez superjonizacije) u atmosferama zvezda počev od tipa B2 (ka toplijim); linije SiIV počev od B8; a linije NV kod svih O zvezda.

Subpatuljci, zvezde čiji evolucionni status još nije potpuno shvaćen (HEBER i dr. 1984b), koji i pored većih gustina još pokazuju non-LTE efekte (KUDRITZKI, 1976), i čiji hemijski sastav još nije dovoljno izučen (HEBER i dr., 1984a), kako zbog njihovog slabog sjaja, tako i zbog teškoća u UV identifikacijama (BASCHEK i dr., 1982), pokazuju spektralne osobine slične osobinama drugih zvezda ranih spektralnih klasa. Prisutni su P Cygni profili (BRUHWEILER i dr., 1981), izuzev kod zvezda slabijeg sjaja (HAMANN i dr., 1981), kao i diskretne apsorpcione komponente (BRUHWEILER i DEAN, 1983). U oba slučaja, pomaci su u srednjem nešto manji nego kod sjajnijih zvezda.

U svojoj studiji iz 1983, THOMAS zaključuje da zvezdane atmosfere, široko shvaćene, ne mogu više biti modelirane kao zatvoreni termalni sistemi. Po njemu, ne samo fluks energije značenja, već i fluks mase i fluks neradijativne energije, treba da budu uzeti u obzir kao nezavisni parametri modela; postoji radijalni niz atmosferskih regiona koji se razlikuju po tipu balansa dominantnih energetskih flukseva. Pri tome, pojedinačne zvezde mogu imati specifične osobine. On posebno naglašava metodološki značaj B i Be zvezda koje se nalaze na svojevrsnom preseku — naime, neke od njihovih posmatranih osobina mogu se posmatrati kao nastavak ponašanja nekih drugih spektralnih tipova (npr. zvezda Wolf-Rayet, O i B superdžinova, planetarnih maglina, zvezda T Tauri, simbotičkih zvezda itd.).

Detaljna izučavanja pomaka i asimetrija pojedinačnih nevodoničnih spektralnih linija nastalih u mirnim atmosferama ili u mirnim delovima zvezdanih atmosfera, koja imaju za cilj analizu kretanja u mirnim delovima atmosfera, gotovo da ne postoje kad su u pitanju tople zvezde. Dokazano je najpre kvalitativno (HART, 1974; VINCE i dr., 1985a, b), a zatim kvantitativno (VINCE, 1986), da sudarni procesi u plazmi koji izazivaju širenje, pomake i asimetrije spektralnih linija (mehanizam njihovog uticaja na spektralne linije biće podrobnije opisan u odeljku 1.2.) imaju značajnog udela u posmatranoj asimetriji i pomaku linija u Sunčevom spektru. VINCE (1986) je na po jednom primeru pokazao i potencijalni značaj poznavanja sudarnih pomaka za konvektivnu dijagnostiku i kod zvezda ranih i poznih spektralnih klasa.

Jedan od ciljeva ovog rada je da ispita udeo sudarnog pomaka u opisanim pojavama u atmosferama toplih zvezda, i da na taj način omogući tačniju dijagnostičku atomskih i dinamičkih procesa u zvezdanim atmosferama.

1.1.2. Topli beli patuljci

Od posmatračkog otkrića prvog belog patuljka, Siriusa B, 1862. godine, do prvog spektroskopskog posmatranja iste zvezde, proteklo je pune 54 godine. Slabost sjaja ovakvih objekata bila je sve do poslednjih decenija, nepremostiva prepreka dobijanju spektara visoke rezolucije. Međutim, i spektri niske rezolucije, uz klasične radove Čandrasekara iz 30-tih godina, koji su objasnili fizičku prirodu ovih zvezda (CHANRA-SEKHAR, 1935; 1939), omogućili su da se dođe do saznanja da je degenerisano izotermičko jezgro (koje zauzima čak 98% radijusa zvezde) okruženo „normalnom“ zvezdanom atmosferom. Spektralna klasifikacija, načinjena i u slučaju belih patuljaka prvenstveno na osnovu jačine vodonikovih linija, nije se pokazala jednoznačno zavisnom od efektivne temperature, kao u slučaju sjajnijih zvezda. Tako se u tople bele patuljke danas mogu svrstati (razlikuje ih hemijski sastav atmosfera): (i) objekti tipa DA (imaju linije vodonika različitih intenziteta i širina, nema linija helijuma (WEIDEMANN, 1968; GREENSTEIN, 1971), helijum i metali su po pravilu 10 puta slabije zastupljeni nego na Suncu (SHIPMAN, 1977; WESELIUS i KOESTER, 1978)); (ii) objekti tipa DB (imaju uglavnom linije HeI, vodonik može biti gotovo odsutan iz atmosfere (GREENSTEIN,

1971)); (iii) objekti tipa DO i DAO (imaju jake linije HeII, prisutne su i linije HeI i/ili HI (WEIDEMANN, 1968), vrlo su topli, $50000 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 100000$ K (GREENSTEIN, 1971), odnos koncentracija helijuma i vodonika može da im varira u širokim granicama, nazivaju se DAO ili DO zavisno od toga da li je vodonik ili helijum dominantan sastojak njihove atmosfere (LIEBERT, 1980)); (iv) objekti tipa „PG 1159“ (nazvani po svom prototipu, PG 1159-035; karakterišu ih pulsacije ~ 500 s (WINGET i dr., 1983), ovo je najtoplija klasa, $80000 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 160000$, imaju jake HeI linije i linije metalnih jona u UV spektru, smatra se da se nalaze na prelazu između jezgara planetarnih maglina i belih patuljaka); (v) objekti tipa DC (nema linija u spektru, tj. linije mogu biti toliko proširene, da se ne mogu razdvojiti od kontinuuma (GREENSTEIN, 1971)). Treba spomenuti i postojanje hladnih spektralnih klasa DF, DG, DK, DM, $\lambda 4670$, $\lambda 4135$, koje se više pokoravaju temperaturnoj zavisnosti, dok se degenerisane zvezde koje im pripadaju, s obzirom na njihovu boju, samo iz istorijskih razloga nazivaju belim patuljcima.

Smatra se da bar 90% svih zvezda završava život u obliku belih patuljaka, a čak 80% u obliku patuljaka klase DA, s obzirom na njihovu ubedljivo najveću brojnost (KOESTER i dr., 1979).

Površinska gravitacija belih patuljaka je $10^3 - 10^4$ puta veća od Sunčeve. Ovom činjenicom se tumači i izuzetna hemijska „čistoća“ njihovih atmosfera, naime, gravitaciono difuzija je u stanju da ih očisti od elemenata težih od vodonika i helijuma za vreme znatno kraće od vremena hlađenja belih patuljaka, a naročito brzo kod toplijih zvezda (npr. MUCHMORE, 1984) — nekad i za vreme kraće od jedne godine (WESEMAEL i dr., 1984). Gasni pritisak u atmosferi, srazmeran površinskoj gravitaciji, favorizuje sudarne procese u atmosferama belih patuljaka, tako da tipična spektralna linija belog patuljka izgleda drugačije nego ista linija kod „normalne“ zvezde — jako proširenih krila usled sudarnih procesa ima oblik blizak Lorencovom profilu, dok obična zvezdana linija ima profil bliži Doplerovom, jer je efekat termalnog kretanja čestica dominantan.

Iako su beli patuljci jedine zvezde kod kojih se može uspešno meriti gravitacioni (Ajnštajnov) crveni pomak, i bez obzira na jednostavnost formule:

$$m_* = \frac{c}{G} V_{RS} R_* \quad (1.1)$$

(m_* i R_* su masa i radijus zvezde, c i G su brzina svetlosti i gravitaciona konstanta, V_{RS} crveni pomak izražen u brzinskim jedinicama), određivanje mase iz gravitacionog crvenog pomaka je tek sekundarni metod za određivanje mase belih patuljaka. Naime, modeliranjem izotermičke zvezdane unutrašnjosti, dolazi se do direktne zavisnosti između mase i radijusa, što bele patuljke takođe čini različitim od normalnih zvezda. Modeli unutrašnjosti belih patuljaka, koje su izračunali HAMADA i SALPETER (1961), posebno za jezgra sastavljena od He^4 , C^{12} , Mg^{24} , Si^{28} , S^{32} , i Fe^{56} , do danas su glavni instrument za određivanje mase belih patuljaka. U poslednjih godinu dana pak, u upotrebu ulaze i novi, tačniji, još neobjavljeni modeli Wingeta i saradnika (WINGET i dr. 1985).

Osim većeg broja nepoznatih parametara (uz radijus zvezde treba znati i gravitacioni crveni pomak), među teškoćama u određivanju mase belih patuljaka iz gravitacionog crvenog pomaka, izdvojimo još dve. Prvo, da bi se dobio gravitacioni crveni pomak, izmereni pomak linije treba osloboditi od radijalne brzine zvezde u odnosu na Sunce. Drugo, praktično sve do danas, pomak u spektrima belih patuljaka je određivan iz jakih i širokih vodonikovih (pre svega Balmerovih) linija, jer je jedino njih moguće razdvojiti na spektrogramima male rezolucije. U takvim uslovima je vrlo teško ovako (širokim (često nekoliko desetina angstroma) linija, koje imaju približno Lorencov profil, sa velikom tačnošću odrediti centar ili vrh.

Između masa belih patuljaka određenih iz relacije masa–radijus („astrofizičke mase“) i masa određenih iz gravitacionog crvenog pomaka („relativističke mase“) postoji značajna razlika (GREENSTEIN i TRIMBLE, 1967; WEIDEMANN, 1968; TRIMBLE i GREENSTEIN, 1972; GREENSTEIN i dr. 1977; KOESTER i dr. 1979; SHIPMAN, 1979; GRABOWSKI i dr. 1986). Relacija masa–radijus, dobijena na osnovu novih modela belih patuljaka WINGETA i dr. (1985), obećava da donekle umanjuje ovu razliku, ali ne toliko da ona prestane da bude značajan problem.

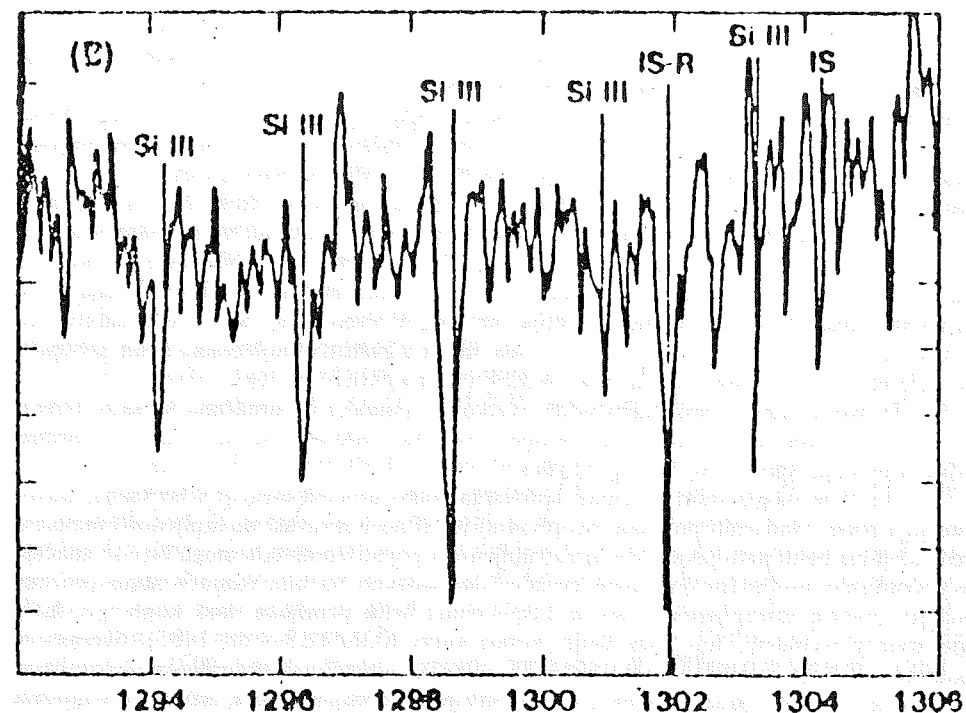
Sudarni pomak spektralnih linija može uticati na mase belih patuljaka određene iz gravitacionog crvenog pomaka. Wiese i saradnici (WIESE i KELLEHER, 1971; WIESE i dr. 1972) su pokazali da Balmerove linije u gustoj plazmi imaju značajan Starkov crveni pomak i asimetriju (prema dotadašnjim razmatranjima, taj se pomak smatrao zanemarljivim). Međutim, primenivši ove eksperimentalne rezultate na proračun profila Balmerovih linija za više modela atmosfera belih patuljaka, SHIPMAN i MAHAN (1976) su pokazali da se jezgra ovih linija formiraju suviše visoko u atmosferi, gde je plazma razređena toliko da je sudarni pomak praktično jednak nuli. Njihove rezultate pak, svojim proračunima delimično opovrgavaju GRABOWSKI i dr. (1986). Oni su ukazali da ekstrapolacija eksperimentalnih rezultata Wiese i saradnika u oblast niskih elektronskih koncentracija, kojoj su pribegli SHIPMAN i MAHAN (1976) nije sasvim korektna. Takođe pokazali su da, u slučaju kad se pomak Balmerovih linija ne meri u samom jezgru linije (što je inače česta praksa), doprinos Starkovog pomaka izmerenom pomaku linija može biti merljiv. Dakle, problem mase belih patuljaka i dalje ostaje otvoren.

Što se tiče eventualnog uticaja magnetnih polja na pomake linija u spektrima belih patuljaka, PRESTON (1970) je pokazao da je pomak (i to plavi) usled kvadratnog Zemanovog efekta, merljiv tek kod velikih jačina magnetnog polja ($H \geq 10^5$ gauss), i sistematski raste duž Balmerovog niza, počev od $H\alpha$. Ovakva pojava do danas nije primećena u posmatranjima.

Savremena znanja o balim patuljcima, uključujući i spektroskopske probleme, sumirana su u sledećim zbornicima, studijama i preglednim člancima: WEIDEMANN (1968), LUYTEN (1971), TRIMBLE i GREENSTEIN (1972), GREENSTEIN i dr. (1977), VAN HORN i WEIDEMANN (1979), SHIPMAN (1979), KOESTER i dr. (1979), LIEBERT (1980), BRUHWEILER i KONDO (1983).

Razmotrićemo sad koje se nove osobine belih patuljaka otkrivaju u ultraljubičastom svetlu.

Radovi BRUHWEILERA i KONDA (1981), SIONA i dr. (1982), DUPREEA i RAYMONDA (1982), BRUHWEILERA i KONDA (1982; 1983), otkrili su u spektrima toplih belih patuljaka (IUE spektri visoke rezolucije) prisustvo linija jonizovanih metala ($SiII$, $SiIII$, $SiIV$, CIV , NV). U početku je (BRUHWEILER i KONDO, 1981) postojala nedoumica da li ove linije pripadaju atmosferama belih patuljaka ili lokalnoj međuzvezdanoj materiji, odnosno udaljenim zvezdanim omotačima (bilo je jasno da ove linije imaju pomak različit od međuzvezdanih apsorpcionih linija i vrlo sličan pomak npr. Balmerovih linija koje pripadaju belim patuljcima). Međutim, otkriće nerezonantnih linija $SiIII$ (BRUHWEILER i KONDO, 1983) – slika 5, definitivno je potvrdilo fotosfersko poreklo ovih linija. Najnoviji BRUHWEILEROV (1985) pregled pokazuje da među 18 ispitanih toplih belih patuljaka, 13 imaju linije metala, koje su raspodeljene na sledeći način: za $T_{eff} \approx 20000$ K javljaju se samo linije $SiII$; za $25000 \leq T_{eff} \leq 40000$ K – linije $SiII$, $SiIII$, $SiIV$; i kod najtoplijih belih patuljaka – linije $SiIV$, NV , OVI . Poslednje je obavezno zadovoljeno kod objekta klase PG 1159 (WESEMAEL i dr. 1985), kod kojih su posmatrane i optičke (plave) metalne linije CIV , $CIII$, $NIIL$.



Slika 5. Linije multiplleta $Si III$ (4 UV) u spektru toplog belog patuljaka 2111 + 49 (GD 394), klase DA, $T_{eff} = 33000$ K. Jedine nerezonantne linije metala koje su do danas posmatrane u spektrima toplih belih patuljaka, pripadaju ovom multipletu. Sa IS su na slici označene linije koje potiču od međuzvezdane apsorpcije. (Iz BRUHWEILER i KONDO, 1983)

Odmah po ovim otkrićima, javio se problem porekla metala u atmosferama toplih belih patuljaka, s obzirom na gravitacionu difuziju. Za rešavanje ovog problema najčešće se primenjuje teorija radijativne levitacije, po kojoj pritisak zračenja u atmosferama toplih belih patuljaka ($T_{eff} > 20000$ K) može biti dovoljno velik da uravnoteži ili uspori gravitacionu difuziju jona koji imaju velike efektivne preseke (VAUCLAIR i dr. 1979; FONTAINE i MICHAUD, 1979; ALCOCK i ILLARIONOV, 1980a,b). Iznet je i predlog da sličnu levitaciju može izazvati i magnetno polje. Međutim, magnetno polje više ubrzava lakše i više jonizovane atome, što nije u skladu sa posmatranom situacijom (BRUHWEILER i KONDO, 1983). Mogućnost da posmatrane metale beli patuljak primi akrecijom iz međuzvezdanog prostora takođe nije verovatna, jer uz gravitacionu difuziju koja je izuzetno brza, akrecija može doneti dovoljne količine metala samo ako je beli patuljak zagnjuren u međuzvezdani oblak (BRUHWEILER i KONDO, 1983). Na primeru belog patuljka Feige 24, koji je deo dvojnog sistema, DUPREE i RAYMOND (1982) ukazuju da bi metali u ovakvim slučajevima mogli u akreciju stizati i iz kompanjonovog vetra, i procenjuju da bi uobičajeni gubitak mase od $\sim 10^{-15} m_{\odot}/god.$ bio dovoljan da proizvede posmatranu zastupljenost ugljenika za samo jednu godinu, ako beli patuljak prima u akreciju samo deo vetra proporcionalan svom prostornom uglu u odnosu na kompanjona. Međutim, WESEMAEL i dr. (1984) upozoravaju na mogućnost da jako zračenje belog patuljka može prekinuti akrecioni tok.

Kod nekoliko belih patuljaka koji poseduju linije metala, konstatovano je da je pomak ovih linija manji od gravitacionog crvenog pomaka dobijenog iz Balmerovih linija za veličinu reda 10 km/s (BRUHWEILER i KONDO, 1983; HOLBERG i dr, 1985; BRUHWEILER, 1985), što se najčešće, po analogiji sa sjajnim zvezdama tumači kao dokaz isticanja mase iz atmosfere, iako ni u jednom spektru belog patuljka nema ni traga pravim P Cygni profilima (BRUHWEILER i KONDO, 1983). Iz podataka u istom radu se može zaključiti da su razlike pomaka Balmerovih linija metala pravilo kod belih patuljaka. HOLBERG i dr. (1985) su na osnovu pomaka linija metala procenili masu belog patuljka CD-38° 10980 i dobili različitu vrednost od vrednosti ranije određene iz pomaka Balmerovih linija. Međutim, ni u jednom od pomenutih radova nije bilo pokušaja da se procene sudarni pomak metalnih linija ni njegov eventualni udeo u posmatranim razlikama pomaka Balmerovih i linija metala, mada u gustim atmosferama belih patuljaka sudarni efekti mogu biti značajni (npr. WIESE i KELLEHER, 1971).

U ovom radu je procenjen udeo Štarkovog pomaka u pomacima jonskih linija u spektrima toplih belih patuljaka. Dobijeni rezultati iskorišćeni su i za razmatranje asimetrije linija, kao i mase belih patuljaka.

Da bi se mogla vršiti precizna ispitivanja, kako procesa difuzije i levitacije, tako i isticanja mase i sudarnih pomaka, neophodno je tačno poznavati zastupljenosti metala u atmosferama belih patuljaka. Odnosi zastupljenosti pojedinih metala mogu biti od značaja u utvrđivanju prethodne evolucije zvezde (do nedavno su bile moguće samo procene gornjih granica zastupljenosti metala u spektrima belih patuljaka, kod kojih, pri datoj spektralnoj rezoluciji, nije bilo linija metala (npr. KOESTER i dr. 1985). Svesni ove potrebe, HENRY, SHIPMAN i WESEMAEL (1985) su izračunali ekvivalentne širine osam UV linija različitih jona ugljenika, azota, silicijuma i magnezijuma, na osnovu modela belih patuljaka sa $15000 \leq T_{\text{eff}} \leq 100000$ K, $\log g = 8$ i $-7 \leq \log(N(Z)/N(H)) \leq -3$ (poslednja formula označava interval zastupljenosti svakog od elemenata, u kojem je obavljen račun). Njihovi rezultati su u konkretnom slučaju samo jednom primenjeni (WESEMAEL i dr. 1984), i to je do danas jedini rad u kojem je određivana stvarna zastupljenost metala u atmosferama toplih belih patuljaka. Zastupljenosti dobijene u tom radu (Si u atmosferi belog patuljka Wolf 1346, i C, N, Si u atmosferi Feige 24) su oko 10^3 puta manje nego kod Sunca.

Čak ni rezonantne linije ovako slabo zastupljenih elemenata ne mogu biti veoma jake. Pokazano je da aproksimacija LTE važi generalno za zračenje u kontinuumu kod zvezda sa $\log g \geq 6$ (WESEMAEL i dr. 1980; WESEMAEL, 1981; KUDRITZKI, 1976; HOLBERG i dr. 1980), i za zračenje u linijama kod zvezda sa $\log g \geq 8$ (WESEMAEL i dr. 1980; WESEMAEL, 1981; KUDRITZKI, 1976). S obzirom na relativnu slabost linija metala u spektrima toplih belih patuljaka, može se očekivati da je interval primenljivosti LTE aproksimacije za ove linije širi.

1.1.3. Jezgra planetarnih maglina

Jezgra planetarnih maglina su najtoplije poznate zvezde ($T_{\text{eff}} \sim 10^5$ K), koje najveći deo energije zrače u dalekom ultraljubičastom delu spektra. Deo ove energije magline reemituju u vidljivom delu spektra. Procenjuje se da su mase jezgara približno jednake masi Sunca, dok se masa maglina kreće u intervalu $(0.01 - 0.3)m_{\odot}$. Raspoređene u svim podsistemima Galaktike (slična raspodela kao kod novih), same magline su kratkotrajna pojava — žive $10^4 - 10^5$ godina. Šireći se brzinom 10–30 km/s, a ponekad i do 100 km/s, one emituju linije obično pocepane na dve komponente, plavo i crveno

pomerenu (najčešće su to zabranjene linije jona kiseonika, azota, neona, sumpora i dr, a susreću se i dozvoljene linije HeI i HeII) i vrlo slab neprekidni spektar.

Nalazeći se po gustini i dimenzijama između zvezda ranih spektralnih klasa (uključujući subpatuljke) i belih patuljaka, jezgra planetarnih maglina mogu imati sledeće spektralne karakteristike (KOSTYAKOVA, 1981):

1) Spektri karakteristični za zvezde Wolf-Rayet, među kojima se javljaju predstavnici kako ugljeničnog (WC), tako i azotnog (WN) niza. Pritom ove zvezde imaju 2–3 reda veličine slabiji sjaj i znatno manje mase nego obične zvezde Wolf-Rayet.

2) Spektri zvezda klase O.

3) Spektri zvezda klase Of.

4) Samo neprekidni spektar — kao posledica izuzetno visoke temperature i odsustva gustog gasnog omotača oko zvezde.

5) Zvezde tipa OVI (sa emisijom linijom OVI $\lambda 3811 \text{ \AA}$), zvezde sa kombinacijama spektara Of + O, Ofp, Of+WR, subpatuljci klase O i različita pekularna jezgra.

Ultraljubičasta spektroskopija kao da takođe potvrđuje prelazni karakter ovih zvezda. Ispitujući 60 jezgara planetarnih maglina CERRUTI-SOLA i PERINOTO (1985) su pronašli kod 22 zvezde od 42 kod kojih je bio merljiv zvezdani kontinuum, P Cygni profile UV linija (pre svega rezonantnih dubleta CIV i NV). Po istim autorima P Cygni profili su prisutni gotovo uvek za $\log T_{\text{eff}} \leq 4.8$, dok ih toplije zvezde ponekad nemaju. Pojava isticanja mase je takođe pravilo i za zvezde sa $\log(R/R_{\odot}) \geq 0.5$ i $\log g \leq 5.2$, dok je u suprotnim slučajevima retka. Brzine isticanja se kreću od 1400–5000 km/s (srednja vrednost je 2500 km/s). Postoje takođe indikacije (KÖPPEN i WEHRSE, 1980) o smanjenoj zastupljenosti težih elemenata u odnosu na „normalne“ zvezde.

Kot ovih zvezda sa relativno visokom površinskom gravitacijom i neobično važnim evolucionim statusom, do sada nije bilo pokušaja da se proceni doprinos sudarnog pomaka položaju i obliku spektralnih linija, pa ovaj rad pokušava da načini jedan korak i u tom pravcu.

1.2. Atomski procesi i oblik linija u zvezdanim spektrima

1.2.1. Širenje i pomeranje linija pritiskom.

Sudarna aproksimacija i Lorencov profil.

Smatra se opravdanim (npr. GRIEM, 1974) da se širenje i pomeranje spektralnih linija usled dejstva okolnih čestica plazme (perturbera) na nevodonični atom (jon) koji emituje (apsorbuje) svetlost, u zvezdanim atmosferama opisuje u okviru sudarne aproksimacije (izuzetak mogu biti vrlo daleka krila jakih linija). Kvantitativna potvrda ovog stava biće data u trećem poglavlju ovog rada.

Sudarna aproksimacija pretpostavlja da je trajanje sudara perturbera sa atomom dovoljno kratko, da se emisija (apsorpcija) tokom sudara može zanemariti. Ovaj uslov se matematički obično predstavlja u obliku dva zahteva (npr. SAHAL-BRÉCHOT i SEGRE, 1971):

1) Sudari moraju biti dobro razdvojeni u vremenu:

$$\tau \ll \Delta T \quad \text{ili} \quad \tau \omega \ll 1 \quad (1.2)$$

gde je τ tipično trajanje sudara, a ΔT je srednji interval vremena između sudara, obrnuto srazmeran w , proširenju linije usled sudara.

2) Sudar se mora završiti tokom emisije (apsorpcije) fotona:

$$\tau \Delta \omega \ll 1 \quad (1.3)$$

gde je $\Delta \omega$ frekventno rastojanje posmatrane tačke u profilu linije od centralne frekvencije. Ovaj zahtev mora biti zadovoljen duž rezultujućeg profila linije.

Složeni proces interakcije atoma sa perturbirima, koji dovodi do širenja i pomeranja spektralne linije, može se ilustrovati sledećim pojednostavljenim opisom:

Atom neprekidno zrači (apsorbuje) približno (videti odeljak 1.2.2.) monohromatski elektromagnetni talas, sve do trenutka kad doživi sudar. U trenutku sudara dolazi do pomeranja energetskih nivoa atoma usled njegove interakcije sa perturbirima. Po završetku sudara, emitovanje (apsorbovanje) elektromagnetnog talasa se nastavlja, ali sa promenjenom fazom. Na taj način se talas razbija na pojedinačne pakete sa slučajno raspoređenim fazama. Ako se ta vremenska zavisnost razloži u Furijeov red, onda će se osim osnovne učestanosti pojaviti još i druge, bliske. I sama osnovna učestanost će biti pomerena, odnosno imaće položaj određen najverovatnijim rastojanjem između emitera i perturbirima. Veličina i jedne i druge pojave zavisice od oblika potencijala interakcije između atoma i perturbirima. Do zračenja izvan početnih (nepomaknutih) učestanosti može doći i ako sudar sa perturbirima izazove neelastičan prelaz elektrona na neki od susednih atomskih nivoa.

Izvešćemo sada, na jedan ilustrativan način (KRAINOV i SMIRNOV, 1983), analitički oblik funkcije raspodele fotona po učestanostima, odnosno oblik profila linije kada su zadovoljeni uslovi (1.2) i (1.3).

Razložimo talasnu funkciju početnog (i) i krajnjeg (f) stanja, koja učestvuju u aktu emisije, po stacionarnim stanjima atoma u odsustvu perturbacija:

$$\begin{aligned} \psi_i &= \sum_n a_{in}(t) \psi_n \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \epsilon_n t\right) \\ \psi_f &= \sum_m a_{fm}(t) \psi_m \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \epsilon_m t\right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Ovde su ψ_n, ψ_m koordinatne talasne funkcije razmatranih stacionarnih stanja atoma, a ϵ_n, ϵ_m — energije tih stanja. Promena veličina a_{in} i a_{fm} sa vremenom određena je dejstvom perturbirima na atom, uz početne uslove: $a_{in}(0) = \delta_{in}, a_{fm}(0) = \delta_{fm}$.

Označimo

$$f_{nm}(t) = a_{in}(t) a_{fm}^*(t)$$

i

$$f(t) \equiv f_{if}(t)$$

Označimo takođe

$$\varphi(t) = f(t) \exp(i\omega_{if}t) \quad (1.5)$$

Pomoću ove veličine ćemo definisati takozvanu autokorelacionu funkciju:

$$\Phi(t') = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \varphi^*(t) \varphi(t+t') dt$$

Kada se zavisnost a_{in} i a_{fm} od vremena svodi na fazne množitelje, imamo $|\varphi(t)| = 1$ i stoga $\Phi(0) = 1$. Uvodeći formalno $\varphi(-t) = \varphi^*(t)$, zameničemo granice integracije:

$$\Phi(t') = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \varphi^*(t) \varphi(t+t') dt \quad (1.6)$$

U dipolnoj aproksimaciji, amplituda verovatnoće radijativnog prelaza je proporcionalna matričnom elementu operatora dipolnog momenta,

$$\langle \psi_f | \vec{d} | \psi_i \rangle = \sum_{n,m} \hat{d}_{n,m} f_{nm}(t) \exp(i\omega_{nm}t) \quad (1.7)$$

gde je $\hat{d}_{nm} = \langle \psi_m | \vec{d} | \psi_n \rangle$. Razlažući (1.7) u Furijeov integral, dobićemo amplitudu verovatnoće za emitovanje fotona date učestanosti, pa za verovatnoću emitovanja fotona učestanosti ω imamo

$$a_\omega \sim \left| \int e^{-i\omega t} \langle \psi_f | \vec{d} | \psi_i \rangle dt \right|^2 \quad (1.8)$$

Pošto posmatramo samo učestanosti bliske učestanosti prelaza ω_{if} , ograničićemo se u sumi (1.7) na članove sa $m = f, n = i$, pa iz (1.8), imajući u vidu (1.4) i (1.5) dobijamo

$$a_\omega \sim \left| \int e^{-i\omega t} \varphi(t) dt \right|^2 \quad (1.9)$$

Prepišimo ovo u obliku

$$a_\omega \sim \int dt_1 \int dt_2 \varphi(t_1) \varphi^*(t_2) \exp[i\omega(t_2 - t_1)]$$

pa smenom promenljivih $t' = t_1 - t_2, t = t_2$ dobijamo

$$a_\omega \sim \int dt' e^{-i\omega t'} \int dt \varphi^*(t) \varphi(t+t')$$

što na osnovu (1.6) i normiranja $\int a_\omega d\omega = 1$, daje

$$a_\omega = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t') e^{-i\omega t'} dt' \quad (1.10)$$

Time smo dobili opšti oblik funkcije raspodele fotona, a sada ćemo potražiti njen konkretan oblik u sudarnoj aproksimaciji.

Neka za atom u stanju f , talasna funkcija ψ_f zadovoljava Šredigerovu jednačinu u obliku:

$$i\hbar \frac{d\psi_f}{dt} = \epsilon_f \psi_f + V_{ff}(t) \psi_f \quad (1.11)$$

gde je $V_{ff}(t)$ dijagonalni matični element interakcije atoma i perturbera. Zbog jednostavnosti izvođenja, zanemarimo nedijagonalne matične elemente, pretpostavljajući da su sudari elastični, što odgovara tzv. adijabatskoj aproksimaciji.

Ako primenimo teoriju perturbacija i zadržimo se na članu prvog reda u okviru metode sukcesivnih aproksimacija, rešavanje (1.1), dovodi do sledećeg izraza za amplitudu:

$$a_{ff}(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t V_{ff}(t) dt\right) \quad (1.12)$$

Interakcija atoma sa perturberom ima trenutni karakter i događa se u slučajnim trenucima vremena t_Q . Neka je R_Q rastojanje među česticama u sudaru tokom l -tog sudara. Smatraćemo da postoji jednoznačna veza između R_Q i vremena t , koristeći na taj način klasični opis kretanja čestica. Semiklasična aproksimacija, koja se često uvodi u teorijama sudarnog širenja spektralnih linija, pretpostavlja da se perturberi kreću kao klasične čestice, odnosno kao talasni paketi dovoljno malih dimenzija, pa tako deluju klasičnim, vremenski promenljivim potencijalom na atom, čije se promene stanja tretiraju kvantnomehanički. Da bi ovo bilo realno, treba da je zadovoljen uslov (SAHAL-BRÉCHOT, 1969b)

$$\frac{\Delta E}{kT} \ll 1 \quad (1.13)$$

gde je ΔE tipična energetska razlika između interagujućih nivoa atoma, a T je temperatura.

Usled l -tog sudara talasna funkcija dobija fazu

$$\mathcal{H}_Q^{(f)} = \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{V}_{ff}(\vec{R}_Q) dt \quad (1.14)$$

pa se izraz (1.12) može pisati u obliku

$$a_{ff}(t) = \exp\left[-i \sum_Q \mathcal{H}_Q^{(f)} \chi(t - t_Q)\right] \quad (1.15)$$

gde je $\chi(t)$ jedinična funkcija uključivanja

$$\chi(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t > 0 \end{cases}$$

koja odražava činjenicu da do promene faze dolazi tek nakon sudara.

Koristeći (1.15) i analogni izraz za $a_{ii}(t)$ napisaćemo funkciju $\phi(t)$, definisanu izrazom (1.5) u obliku

$$\phi(t) = \exp\left[i\omega_{if}t + i \sum_Q \eta_Q \chi(t - t_Q)\right] \quad (1.16)$$

gde je uvedeno

$$\eta_Q = \eta_Q^{(f)} - \eta_Q^{(i)} = \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} [\hat{V}_{ff}(\vec{R}_Q) - \hat{V}_{ii}(\vec{R}_Q)] dt \quad (1.17)$$

Veličina η_Q je fazni pomeraj u prisustvu potencijala interakcije, jednakog razlici potencijala interakcije u gornjem i donjem stanju prelaza. Trenuci vremena t_Q koji nose slučajni karakter, su naravno jednaki za stanja (f) i (i).

Prema (1.6) autokorelaciona funkcija je data sa

$$\phi(t') = \overline{\varphi^*(t) \varphi(t + t')}$$

gde je crtom označeno usrednjavanje po vremenu t . Da bismo odredili $\phi(t')$, napravimo kombinaciju autokorelacionih funkcija:

$$\begin{aligned} \Delta\phi(t') &= \phi(t') - \exp(-i\omega_{if}\Delta t') \phi(t' + \Delta t') = \\ &= \varphi^*(t) [\varphi(t + t') - \exp(-i\omega_{if}\Delta t') \varphi(t + t' + \Delta t')] \end{aligned} \quad (1.18)$$

Veličinu $\Delta t'$ smatramo malom u poređenju sa karakterističnim vremenima t' , odgovornim za sudarno širenje, tj. u poređenju sa vremenom slobodnog puta atoma. Pritom veličinu $\Delta t'$ smatramo velikom u poređenju sa trajanjem samog sudara. U okviru razmatranog modela, uslov $\Delta t' \ll t'$, traži da se za vreme $\Delta t'$ događa jedan ili ni jedan sudar, odnosno da je verovatnoća dva sudara u vremenskom intervalu $\Delta t'$, zanemarljivo mala.

Izražavajući $\varphi(t + t' + \Delta t')$ preko $\varphi(t + t')$ u skladu sa (1.16), napisaćemo (1.18) u obliku

$$\Delta\phi(t') = \overline{\varphi^*(t) \varphi(t+t') [1 - \exp\{i \sum_Q \eta_Q [\chi(t+t'+\Delta t' - t_Q) - \chi(t+t' - t_Q)]\}]} \quad (1.19)$$

Sumiranje u eksponentu se vrši po vremenima t_Q koja ulaze u zadati mali interval vremena $[t + t', t + t' + \Delta t']$. Pošto je verovatnoća dvostrukog sudara zanemarljiva, sumiranje se može izostaviti. Zbog uslova (1.2), pri usrednjavanju po sudaru koji je ušao u mali interval vremena $\Delta t'$, ne moraju se uzimati u obzir prethodni sudari. Na taj način se srednja vrednost iz (1.19) razbija na proizvod srednjih vrednosti:

$$\Delta\phi(t') = \overline{\phi(t') [1 - \exp\{i\eta(\rho)\}]_{t+t' < t_Q < t+t'+\Delta t'}} \quad (1.20)$$

gde je ρ sudarni parametar, od kojeg, prema (1.17), zavisi veličina η . Kako je ρ jednoznačno vezano sa t_Q to možemo preći na usrednjavanje po ρ .

Zapremina koja odgovara jednom perturberu je $1/N$, gde je N - gustina gasa. Element zapremine ima oblik $v\Delta t' 2\pi\rho d\rho$, gde je v - relativna brzina čestica u sudaru. Srednja vrednost iz (1.20), tako dobija oblik

$$\{1 - \exp[i\eta(\rho)]\} = v\Delta t' N \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho [1 - \exp(i\eta)] \quad (1.21)$$

Kada $\Delta t' \rightarrow 0$, iz (1.18) na osnovu (1.20) i (1.21) dobijamo jednačinu diferencijalnog tipa za autokorelacionu funkciju $\phi(t')$:

$$\Delta\phi(t') = \phi(t') = (1 - i\omega_{if}\Delta t') [\phi(t') + \frac{d\phi}{dt'} \Delta t'] =$$

$$= -\Delta t' \left(\frac{d\phi}{dt'} - i\omega_{if}\phi \right) = \phi(t') \Delta t' Nv \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho [1 - \exp(i\eta)] \quad (1.22)$$

ili

$$\frac{d\phi}{dt'} - i\omega_{if}\phi = -\phi Nv (\sigma' + i\sigma'') \quad (1.23)$$

gde je

$$\sigma' = \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho (1 - \cos \eta) \quad (1.24)$$

$$\sigma'' = -\int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \sin \eta \quad (1.25)$$

Rešenje jednačine (1.23) ima oblik:

$$\phi(t') = \frac{\phi(t')}{t' > 0} \exp [i\omega_{if}t' - Nv (\sigma' + i\sigma'') t'] \quad (1.26)$$

Stavljajući (1.26) u (1.10) i uzimajući u obzir da je $\phi(t') = \phi^*(-t')$ za $t' < 0$, za funkciju raspodele fotona po učestanostima dobijamo sledeći izraz:

$$a_{\omega} = \frac{\gamma_c}{2\pi [(\omega - \omega_{if} + d_c)^2 + (\gamma_c/2)^2]} \quad (1.27)$$

gde je

$$\gamma_c = 2w = 2Nv\sigma', \quad d_c = Nv\sigma'' \quad (1.28)$$

Dakle, spektralna linija ima Lorencov oblik, pomerena je u odnosu na neperturbovanu učestanost za vrednost d_c i ima širinu na polovini visine γ_c . Može se pokazati (npr. BARANGER, 1958a, b, c) da Lorencov profil važi generalno za izolovane linije u sudarnoj aproksimaciji, bez obzira na semiklasičnu i adijabatsku aproksimaciju koje su primenjene u gornjem izvodenju.

U gornjim razmatranjima nismo ništa pretpostavili o prirodi perturbatora. Perturberi mogu biti naelektrisane čestice – elektroni i/ili joni (Štarkovo širenje) ili neutralne – atomi, molekuli. Kao što se vidi, npr. iz jednačina (1.28), širenje i pomak spektralne linije su upravo srazmerni koncentraciji perturbatora, odnosno pritisku gasa, što nije slučaj sa drugim oblicima širenja linija, npr. sa Doplerovim (koje zavisi samo od temperature, odnosno od brzine atoma koji zrače). Zbog ovoga se širenje sudarima, bez obzira na vrstu perturbatora, kao i bez obzira na način na koji se dejstvo sudara opisuje (sudarna ili kvazistatička aproksimacija), naziva još i širenje pritiskom.

Štarkovo širenje (i pomak) nastaje pod dejstvom električnog mikropolja koje obrazuju elektroni i joni, a koje je, usled njihovog termalnog kretanja, promenljivo u prosotru i vremenu. Bez te promenljivosti, usrednjeno električno polje bi dovelo do cepanja i pomeranja spektralnih linija usled Štarkovog efekta. S obzirom na statistički karakter promenljivosti električnog polja, umesto cepanja i pomeranja, javlja se širenje i pomak, pri čemu ove dve vrste pomeranja ne treba mešati.

Među mnogobrojnim radovima koji teorijski tretiraju Štarkovo širenje i pomeranje spektralnih linija, za ovaj rad su naročito značajni sledeći: BARANGER (1958a, b, c), GRIEM i dr. (1962), GRIEM (1968), SAHAL-BRECHOT (1969a, b), DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ (1980), kao i knjiga GRIEMA (1974). Teorije Štarkovog širenja se podvrgavaju čestoj i uspešnoj eksperimentalnoj proveru u laboratoriji (videti npr. preglede KONJEVIĆA i ROBERTSA, 1976; KONJEVIĆA i WIESEA, 1976; KONJEVIĆA i dr., 1984).

Štarkovo širenje je dominantan mehanizam širenja i pomeranja spektralnih linija pritiskom kod svih toplih zvezda (zaključno sa spektralnom klasom A), zbog visoke jonizacije u njihovim atmosferama (videti Prilog A). U atmosferama zvezda ostalih spektralnih klasa (izuzev najhladnijih), Štarkovo širenje deluje u kombinaciji sa dominantnim, širenjem usled sudara sa neutralnim česticama. Pritom, njegov udeo u sudarnoj poluširini spektralne linije opada brže nego udeo u pomak. Nedavno je pokazano (VINCE i dr., 1985a, b; VINCE, 1986), na primeru spektralne serije NaI 3p–ns ($5 \leq n \leq 8$), da kod Sunca Štarkov pomak može, za neke linije, biti istog reda veličine kao pomak usled sudara sa neutralnim česticama.

Štarkovo širenje je i praktično jedini sudarni mehanizam relevantan za proračun prenosa zračenja kroz zvezdane unutrašnosti (npr. kod izračunavanja modela zvezda ili ulaznog fluksa u atmosferu), pošto je zbog velikih temperatura koje tamo vladaju, materija potpuno jonizovana.

Teorije širenja spektralnih linija zvezda usled sudara sa neutralnim perturbatorima (npr. ALLARD i KIELKOPF, 1982) imaju dve principijelne teškoće: (i) veoma je teško odrediti tačan oblik međuatomskog potencijala interakcije, i (ii) u laboratorijskim uslovima je veoma teško održati atomski vodoničnik (zbog njegove velike reaktivnosti – brzo se udružuje u molekule), koji je apsolutno najvažniji neutralni perturbator u zvezdanim atmosferama. U poslednje vreme je ipak postignut značajan napredak u teorijskom izučavanju širenja usled sudara sa atomskim vodonikom (SMIRNOV, 1967; ROUEFF, 1970, 1975; MONTEIRO i dr., 1985), a nedavno su izvršeni i prvi eksperimenti sa atomskim vodonikom kao perturbatorom (BAIRD i dr., 1979; LEMAIRE i dr., 1985).

1.2.2. Prirodno širenje

Lorencov profil ima još i prirodno širenje spektralnih linija (videti npr. GRAY, 1976). Ono je posledica jednog od osnovnih prirodnih zakona, izraženog preko Hajzenbergove relacije neodređenosti:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (1.29)$$

iz koje se vidi da energetska stanja elektrona i njegova dužina života u tom stanju ne mogu biti beskonačno tačno određene veličine istovremeno, tj. konačno vreme života u pojedinim stanjima izaziva „razmazivanje” energetskih nivoa, a samim tim i proširenje linija (ista pojava izaziva i pomak linije, tzv. Lembov pomeraj, ali on je uvek zanemarljivo mali u odnosu na prirodno širenje). Vreme života na nekom pobuđenom nivou je, ako nema spoljašnjih uticaja na atom, dato recipročnom vrednošću Ajnštajnovog koeficijenta A_{jk} , odnosno verovatnoće prelaza, odnosno recipročnom vrednošću sume svih verovatnoća prelaza sa nižih nivoa na taj nivo. U skladu s tim, prirodna poluširina linije je:

$$\gamma_n = \gamma_i + \gamma_f = \sum_{k < i} A_{ik} + \sum_{j < f} A_{jf} \quad (1.30)$$

Vidi se da u prirodi ne postoje beskonačno uske spektralne linije. U zvezdanim atmosferama, prirodna poluširina je po pravilu manja od sudarne. Ali pošto je konstanta za datu liniju, i ne zavisi od parametara atmosfere, prirodna širina u visokim slojevima atmosfere, ili u atmosferama džinova i superdžinova, može nadmašiti sudarnu, koja sa padom pritiska brzo opada (npr. PEYTREMANN, 1972).

1.2.3. Doplerovo širenje

Uz širenje pritiskom, podjednako značajan uzrok širenja spektralnih linija u zvezdanim atmosferama je Doplerovo širenje. Kretanje, u odnosu na posmatrača, pojedinačnog atoma koji zrači (apsorbuje), izaziva pomak učestanosti – Doplerov efekat. Međutim, u zvezdanim atmosferama se odigrava haotično, pre svega termalno, kretanje čestica (ovde se može ubrojati i mikroturbulentno kretanje – o njemu smo više govorili u KRŠLJANIN, 1985; KRŠLJANIN i VINCE, 1986). Doplerovi pomaci usled kretanja koja imaju slučajni karakter, moraju se usrednjiti po Gausovoj, odnosno Maksvelovoj raspodeli (1.88), pa se za raspodelu po učestanostima dobija

$$a_{\omega} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega_D} \exp \left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_D} \right)^2 \right] \quad (1.31)$$

gde je

$$\Delta\omega_D = \frac{\omega_{if}}{c} \cdot v_0 \quad (1.31)$$

a v_0 je najverovatnija brzina (u slučaju termalnog kretanja $v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, gde je m masa atoma). Vidi se da haotično kretanje stvara proširen, ali nepomaknut profil spektralne linije.

1.2.4. Formiranje spektralnih linija u zvezdanim atmosferama

Na atome u zvezdanim atmosferama deluju procesi koji stvaraju istovremeno i Lorencov i Doplerov profil spektralne linije. Jedinствена funkcija oblika spektralne linije, koju je još početkom ovog veka izveo Godfrey (npr. BREENE, 1962), dobijena je kasnije i jednostavnijim metodom – konvolucijom Lorencovog i Doplerovog profila, primenom Furijeove analize:

$$a_{\nu} = V(u, a) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} H(u, a) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u_1^2}}{(u - u_1)^2 + a^2} du_1 \quad (1.33)$$

gde je

$$u \equiv \frac{\nu_{if} - \nu + d^{\nu}}{\Delta\nu_D}; \quad a \equiv \frac{w^{\nu}}{\Delta\nu_D} \quad (1.34)$$

To je tzv. Voigtova funkcija $V(u, a)$ (često se ovim imenom naziva i funkcija Hjertinga $H(u, a)$). w^{ν} je ukupna Lorencova polupoluširina (sudarna + prirodna). Indeks ν , kao i kod d^{ν} označava da je veličina izražena u jedinicama učestanosti. d^{ν} je u našem

istraživanju sudarni pomak spektralne linije. U principu na ovom mestu u jednačinu može ući pomak izazvan usmerenim kretanjem materije. Funkcija $H(u, a)$ je simetrična sa maksimumom pomerenom u odnosu na neperturbovanu učestanost, za veličinu d^{ν} ; obično je normirana na $\sqrt{\pi}$. Razvijeno je mnogo numeričkih metoda za njeno izračunavanje. Kompjuterski najbržu do danas dali su HUI i dr. (1978).

Ukupna energija koja se po jednom atomu apsorbuje u spektralnoj liniji iznosi (npr. GRAY, 1976)

$$\alpha = \frac{\pi e^2}{m_e c} f \quad (1.35)$$

tj. ona je srazmerna tzv. jačini oscilatora, bezdimenzionoj veličini koja je na sledeći način vezana sa verovatnoćom prelaza:

$$f = \frac{m_e c^3}{2 \pi e^2 \nu_0^2} \left(\frac{g_u}{g_l} A_{ul} \right) \quad (1.36)$$

(g_u i g_l su statističke težine gornjeg i donjeg nivoa, m_e je masa elektrona, a ν_0 je neperturbovana učestanost prelaza).

Ova energija je u stvarnosti raspodeljena oblikom spektralne linije:

$$\alpha_{\nu} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f V(u, a) \quad (1.37)$$

Treba reći da dosadašnje razmatranje važi za sve elemente izuzev vodonika i vodoniku sličnih jona, koji su vrlo osetljivi na linearni Štarkov efekat. U takvom slučaju sudarni profil linije nije Lorencov već složeniji profil koji nastaje kao rezultat širenja usled linearnog Štarkovog efekta, i obično je predstavljen kao numerički rezultat teorijskih proračuna (videti npr. GRIEM (1974), a za proračun linija vodonika u zvezdanim spektrima, videti npr. GRAY (1976)).

Jedinična masa zvezdane atmosfere će u liniji apsorbovati nergiju

$$l_{\nu} = \frac{N}{\rho} \alpha_{\nu} \quad (1.38)$$

gde je N/ρ broj apsorbujućih čestica u lg materije. Ova jednačina se može pisati u obliku:

$$l_{\nu} = \frac{N}{N_E} \frac{A}{\sum_j A_j \mu_j} \alpha_{\nu} \quad (1.39)$$

Ovde je A zastupljenost apsorbujućeg elementa u odnosu na vodonik; ona je konstanta za datu zvezdanu atmosferu, a kod većine normalnih zvezda ona se uglavnom poklapa sa zastupljenošću u atmosferi Sunca. $\sum_j A_j \mu_j$ predstavlja broj grama zvezdane materije, koji dolazi na jedan atom vodonika; dat je u obliku sume zastupljenosti pojedinih elemenata, pomnoženih njihovom masom u gramima. N/N_E je broj atoma u energetskom stanju f , odnosno broj atoma sposobnih da apsorbuju u datoj liniji.

Jednačina (1.39) pokazuje koliko energije je sposoban da apsorbuje gram materije u pojedinom sloju plan-paralelne atmosfere, kao i kako je ta energija raspodeljena po učestanostima. Ova apsorpcija izaziva i slabljenje zračenja koje na tim učestanostima prolazi kroz atmosferu. Meru tog slabljenja predstavlja optička dubina u liniji:

$$\tau_\nu^0 = \int_0^x \kappa_\nu \rho dx \quad (1.40)$$

Kako i drugi gradivni elementi atmosfere takođe apsorbuju i/ili rasejavaju svetlost iste talasne dužine, definišući na taj način neprekidni spektar zvezde na koji je linija superponirana, u sastav ukupne optičke dubine ući će i veličina koja opisuje taj sumarni efekat, optička dubina u kontinuumu:

$$\tau_\nu = \tau_\nu^0 + \tau_\nu^c \quad (1.41)$$

Linija u zvezdanom spektru se opisuje funkcijom koja predstavlja meru energije koja se u jedinici vremena, na datoj učestanosti izrači sa jedinične površine zvezde – fluksom zračenja (npr. GRAY, 1976):

$$F_\nu = 2\pi \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) E_2(\tau_\nu) d\tau_\nu \quad (1.42)$$

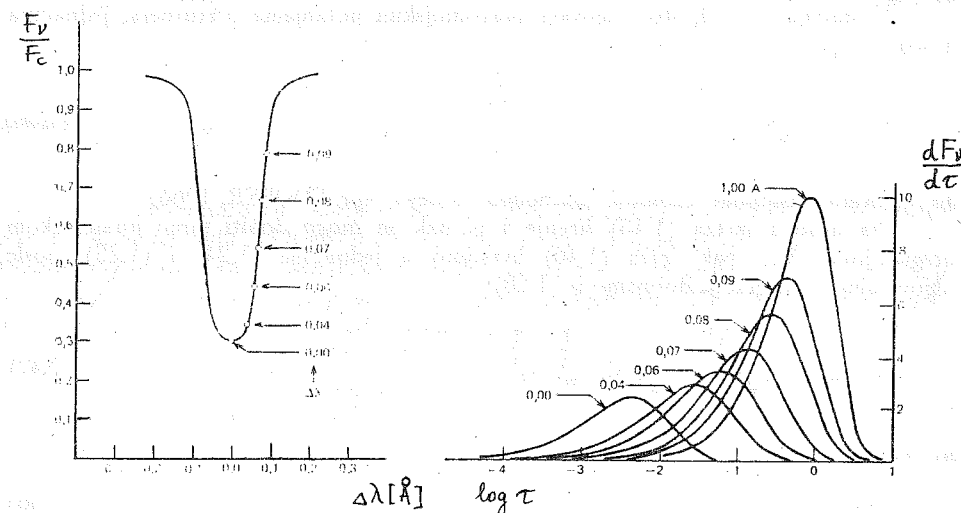
Ovde integroeksponencijalna funkcija $E_2(\tau_\nu)$ pokazuje koliko je zračenja apsorbavano u pojedinim slojevima atmosfere, dok $S_\nu(\tau_\nu)$ – funkcija izvora, pokazuje koji će deo tog zračenja biti reemitovan. Fluks zračenja predstavlja sumu ovakvih doprinosa svih slojeva atmosfere; ovi doprinosi su među sobom različiti i zavise od lokalnih uslova. Kada je atmosfera dovoljno gusta da jonizaciju i ekscitaciju atoma određuju samo sudari, a uticaj zračenja na te procese je zanemarljiv, apsorpciju i reemisiju određuje samo temperatura gasa, i tada kažemo da je atmosfera u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (LTE). Tada se N/N_E iz jednačine (1.39) određuje poznatim jednačinama Sahe i Bolcmana, a $S_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(T)$, gde je $B_\nu(T)$ Plankova funkcija. Ako sudari ne dominiraju, što je obično slučaj u višim slojevima atmosfere, situacija postaje mnogo složenija, a veličine N/N_E i $S_\nu(\tau_\nu)$ se dobijaju obično simultanim rešavanjem jednačina prenosa zračenja i statističke ravnoteže (npr. MIHALAS, 1978).

Zbog gore rečenog, podintegralna funkcija u jednačini (1.42) naziva se funkcijom doprinosa. Na slici 6. je prikazano na jednom primeru kako ona zavisi od učestanosti, odnosno kako se menja od tačke do tačke u profilu spektralne linije. Pomoću nje možemo doći i do tzv. efektivne dubine formiranja pojedinih tačaka u profilu spektralne linije:

$$\tau_\nu^{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty \tau S_\nu(\tau_\nu) E_2(\tau_\nu) d\tau_\nu}{\int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) E_2(\tau_\nu) d\tau_\nu} \quad (1.43)$$

gde je τ obično neka od optičkih dubina koja se može vezati sa ravnomernom promenom parametara zvezdane atmosfere, odnosno njenog modela (τ_{5000} – optička dubina u

kontinuumu na 5000 Å, τ_{ROSS} – Roselandova optička dubina (npr. SOBOLEV, 1975), ili τ_ν^c – optička dubina u lokalnom kontinuumu). Sa slike 6. se vidi da se na ovaj način svakoj tački profila zvezdane spektralne linije (1.42) može pridružiti jedan sloj zvezdane atmosfere, čiji je udeo u njenom formiranju najveći. Pritom se dubine ovih slojeva menjaju ravnomerno, a može se utvrditi i efektivni interval – širi ili uži sloj atmosfere u kojem se spektralna linija formira. Ako na primer razmatramo sudarni pomak spektralne linije, možemo svakoj tački profila pridružiti pomak koji odgovara uslovima (pritisku i temperaturi) u sloju u kojem se ta tačka formira. Iz ovog razloga izlazni profil (1.42) spektralne linije je asimetričan. Iz istog razloga, mera ove asimetrije, bisektor (skup središnjih tačaka duži koje spajaju tačke levog i desnog dela profila na istim vrednostima fluksa), će se približno poklapati sa delom krive koja predstavlja sudarni pomak u funkciji od τ , odnosno od pritiska i temperature u pojedinim slojevima atmosfere, kao što je pokazalo npr. istraživanje VINCEA (1986). Pomak minimuma (jezgra) spektralne linije, biće, u skladu sa tim, približno jednak pomaku u sloju u kojem je ova tačka profila formirana. Ovom razmatranju ponovo ćemo se vratiti u četvrtom poglavlju ovog rada.



Slika 6. Tipičan izgled funkcije doprinosa (podintegralne funkcije u jednačini 1.42) u pojedinim tačkama profila spektralne linije. Usrednjavanjem po funkciji doprinosa, može se dobiti efektivna dubina formiranja svake tačke profila (jednačina 1.43). (Iz GRAY, 1976)

1.3. Neki pristupi teoriji Štarkovog širenja i pomeranja linija u okviru sudarne aproksimacije

1.3.1. Adijabatska teorija

Adijabatska aproksimacija podrazumeva da između atoma i perturbatora nema izmene energije koja bi dovela do neelastičnog procesa. Drugim rečima, interakcija između atoma i perturbujućeg promenljivog električnog polja dovodi samo do promene faze $\eta(t)$

funkcije stanja atoma, tj. adijabatski sudar dovodi samo do pomeranja energetskih nivoa atoma, a ne može da izazove neelastični prelaz na neki od susednih nivoa.

Fazni pomeraj η je dat izrazom

$$\eta_j = \int_{-\infty}^{\infty} [V_{jk}(t) dt + \sum_k \frac{|V_{jk}|^2}{\omega_{jk}}] dt \quad (1.44)$$

U opštem slučaju, za hiperbolične putanje perturbbera, parametrizacijom putanje (npr. ADLER i dr., 1956; SAHAL-BRÉCHOT, 1969a) i prelaskom na integraciju po prostornoj koordinati, dobija se (ROBERTS i DAVIS, 1967):

$$\eta(z, p) = \frac{\pi}{2p^3} \left\{ \left[1 + \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{z}{p}\right) \right] \left(\frac{3z^2}{p^2} + 1 \right) + \frac{6z}{\pi p} \right\} \quad (1.45)$$

gde je $\rho_0^3 = C_4/v$, $p = \rho/\rho_0$, $z = q_A q_p / m \rho_0 v^2$. v je brzina, a ρ sudarni parametar perturbbera. ρ_0 je tzv. Vajskopfov radijus, a z je mera odnosa potencijalne i kinetičke energije perturbbera. C_4 je kvadratni Štarkov koeficijent, q_A i q_p su naelektrisanja atoma i perturbbera, a m je masa perturbbera.

U slučaju $z \rightarrow 0$, što odgovara pravolinijskim putanjama perturbbera, jednačina (1.45) postaje

$$\eta(p) = \frac{\pi}{2p^3} \quad (1.46)$$

što odgovara klasičnom rezultatu Lindholma i Foleya (npr. COOPER, 1966)

Na osnovu izraza (1.45) širenje i pomak se mogu dobiti samo numeričkom integracijom. Ako pak izraz (1.46) uvrstimo u jednačine (1.24) i (1.25), posle odgovarajućih integracija dobijamo iz (1.28):

$$d = \text{sgn } C_4 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{5}{3}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) N_p v_{sr}^{\frac{1}{3}} C_4^{\frac{2}{3}} \quad (1.47)$$

pri čemu je

$$\frac{|d|}{w} = \sqrt{3} \quad (1.48)$$

C_4 je dato kao (CONDON i SHORTLEY, 1964; BRÉCHOT i VAN REGEMORTER, 1964a, b):

$$C_4 = a_0^3 \frac{Z_p e^2}{4\pi\hbar} (\alpha_i - \alpha_f) \quad (1.49)$$

gde je $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$ Borov radijus, a Z_p je naelektrisanje perturbbera (u jedinicama e). α_j ($j = i, f$) je polarizibilnost atoma u stanju j i data je sa

$$\alpha_j = 4 \sum_{j'} \frac{f_{jj'}}{(\Delta E_{jj'}/E_H)^2} \quad (1.50)$$

gde je $f_{jj'}$ jačina oscilatora, a $\Delta E_{jj'}$ energija prelaza $j-j'$.

Zanemarivanje doprinosa donjeg nivoa (koji je obično manji od doprinosa gornjeg) u formuli (1.49), što se ponekad čini pri procenivanju širenja linija, može dovesti do greške u znaku pomaka, kako su to pokazali DAVIS i ROBERTS (1967).

Razmotrićemo sad ukratko i uslove važenja adijabatske aproksimacije.

Hajzenbergovu relaciju neodređenosti (1.29) možemo protumačiti i kao vezu između trajanja sudara i neodređenosti energije perturbbera posle sudara. Kako adijabatska aproksimacija ne dozvoljava neelastične sudare, to promena energije perturbbera mora biti manja od $\Delta E_{jj'}$. Trajanje sudara je pritom reda ρ_{eff}/v_{sr} , gde je ρ_{eff} tipični sudarni parametar, a v_{sr} - srednja brzina perturbbera. Iz (1.29) dobijamo

$$\frac{\rho_{eff}}{v_{sr}} \gg \frac{\hbar}{\Delta E_{jj'}} \quad (1.51)$$

ili, kako predlažu BRÉCHOT i VAN REGEMORTER (1964a):

$$\frac{\rho_{eff}}{v_{sr}} > 2 \frac{\hbar}{\Delta E_{jj'}} \quad (1.52)$$

1.3.2. Teorija Barangera

U osnovi modernih semiklasičnih (GRIEM i dr., 1962; SAHAL-BRÉCHOT, 1969a, b) i semiempirijskih teorija (GRIEM, 1968; DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ, 1980) leže tri klasična rada BARANGERA (1958a, b, c) u kojima je on razradio uprošćen kvantnomehantički, kao i semiklasični prilaz za širenje izolovanih i neizolovanih linija pritiskom. U ovim radovima on je usvojio sudarnu aproksimaciju. Izložićemo ovde osnovne ideje njegove teorije polazeći i od formulacija iz njegovog preglednog članka (BARANGER, 1962) i iz knjige GRIEMA (1974).

Spektralna snaga spontanog elektromagnetnog dipolnog zračenja kvantnomehantičkog sistema data je izrazom

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4 e^2}{3c^3} \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) | \langle f | x_\alpha | i \rangle |^2 \rho_i \quad (1.53)$$

(Analogne formule važe i za stimulisanu emisiju i apsorpciju). $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ su matrični elementi komponenata radijus-vektora ($\alpha = 1, 2, 3$) koji spaja jezgro sa valentnim elektronom, ili zbiru vektora, ako u radijacionom prelazu učestvuje više elektrona; ρ_i je verovatnoća da se sistem nađe u početnom stanju i .

$$\hbar \omega_{if}^s = E_i^s - E_f^s \quad (1.54)$$

gde su E_i^s i E_f^s energije početnog i krajnjeg stacionarnog stanja ukupnog kvantnomehantičkog sistema, koji uključuje kako emitujuće, tako i perturbujuće čestice.

Kako je ukupni intenzitet zračenja jednak sumi doprinosa pojedinih emitera, to se normirani profil spektralne linije sistema koji se sastoji od jednog emitera i perturbujućih čestica, može pisati u obliku:

$$a_{\omega} = \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) | \langle f | x_{\alpha} | i \rangle |^2 \rho_i \quad (1.55)$$

gde je zadovoljen uslov

$$\sum_{if\alpha} | \langle f | x_{\alpha} | i \rangle |^2 \rho_i = 1 \quad (1.56)$$

a sumiranje se vrši samo po stanjima koja se odnose na datu spektralnu liniju. Na osnovu (1.10) i (1.55) autokorelacionu funkciju možemo pisati u obliku

$$\phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) a_{\omega} d\omega = \sum_{if\alpha} \exp(-i\omega_{if}^s t) | \langle f | x_{\alpha} | i \rangle |^2 \rho_i \quad (1.57)$$

ili, na osnovu (1.54):

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \sum_{if\alpha} \langle i | x_{\alpha} | f \rangle \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_f^s t\right) \langle f | x_{\alpha} | i \rangle \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_i^s t\right) \rho_i = \\ &= \sum_{\alpha} \text{Tr} [x_{\alpha} T^+(t) x_{\alpha} T(t) \rho] \end{aligned} \quad (1.58)$$

gde Tr označava trag matrice.

Izrazom (1.58) je uveden operator vremenske evolucije. U primeni na ceo kvantnomehanički sistem, on je dat izrazom

$$T(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) \quad (1.59)$$

H je ukupni hamiltonijan sistema (u njega su uključene interakcije emitera i perturbbera, ali ne i interakcije sa poljem zračenja). Na taj način $|i\rangle$ i $|f\rangle$ u (1.58) predstavljaju njegova svojstvena stanja. $T^+(t)$ je operator hermitski konjugovan operatoru $T(t)$, tj. transponovan na $T(-t)$. ρ je statistička matrica gustine koja u stanju termodinamičke ravnoteže ima oblik

$$\rho = \exp(-H/kT) \quad (1.60)$$

i po pravilu se može predstaviti dijagonalnom matricom.

Izraz (1.58) se može pisati i u obliku

$$\phi(t) = \sum_{if\alpha} \langle i | x_{\alpha} | f \rangle \langle f | T^+(t) | f \rangle \langle f | x_{\alpha} | i \rangle \langle i | T(t) | i \rangle \langle i | \rho | i \rangle \quad (1.61)$$

pri čemu je za stacionarna stanja (1.54) matrica ρ dijagonalna. Ako se u sumiranje uključuje i „međustanja“ $f' \neq f$ i $i' \neq i$, izraz (1.61) će biti zadovoljen i u reprezentaciji zasnovanoj na proizvodima talasnih funkcija emitera i perturbbera. Ako pretpostavimo da su u toj reprezentaciji sva početna stanja emitera, koja se odnose na datu liniju, jednako verovatna, i ako zanemarimo promene stanja perturbbera, koje ćemo predstaviti u obliku talasnih paketa (BARANGER, 1962), onda delovanje ρ možemo zameniti veličinom usrednjenom po neperturbovanim stanjima emitera i možemo pretpostaviti da x_{α} deluje samo na elektrone emitera, pa (1.61) možemo pisati u obliku:

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \sum' [\langle i | x_{\alpha} | f \rangle \langle f | T^+(t) | f' \rangle \langle f' | x_{\alpha} | i' \rangle \langle i' | T(t) | i \rangle]_{av} = \\ &= \sum' \langle i | x_{\alpha} | f \rangle \langle f' | x_{\alpha} | i' \rangle [\langle f | T^+(t) | f' \rangle \langle i' | T(t) | i \rangle]_{av} \equiv \\ &\equiv \sum' \langle i f^* | \Delta_d | i' f'^* \rangle \langle i' f'^* | \theta_{av}(t) | i f^* \rangle = \text{Tr} [\Delta_d \theta_{av}(t)] \end{aligned} \quad (1.62)$$

Sumiranje se izvodi po i, f, i', f' – kvantnim brojevima neperturbovanih stanja emitera, i po α . Znak prim pored sume označava da se sumiranje vrši samo po stanjima koja se odnose na razmatranu liniju, a indeks „av“ označava usrednjavanje po stanjima perturbbera. U poslednjem redu (1.62) definisani su operatori Δ_d i θ u prostoru stanja „dvostrukog atoma“. Taj prostor se sastoji od direktnih proizvoda talasnih funkcija emitera u gornjim stanjima datog prelaza i kompleksno konjugovanih funkcija donjih stanja. Suma po α je uključena u Δ_d .

Ako se perturbacije donjih nivoa mogu zanemariti, tj. ako je

$$\langle f | T^+(t) | f' \rangle = \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_f t\right) \delta_{ff'} \quad (1.63)$$

autokorelaciona funkcija ima mnogo jednostavniji blik. Ako se pritom energija računa u odnosu na E_f , (1.62) postaje

$$\phi(t) = \sum' \langle i | x_{\alpha} | f \rangle \langle f | x_{\alpha} | i' \rangle \langle i | T_{av}(t) | i \rangle \equiv \text{Tr} D T_{av}(t) \quad (1.64)$$

Sumiranje je ovde samo po gornjim stanjima (i, i') a ne po „dvostrukim“ stanjima. S obzirom na analognost matematičkih oblika (1.62) i (1.64), dalja izvodežnja mogu zasnovati na (1.64), a rezultati se mogu na kraju uopštiti na slučaj „dvostrukog“ atoma.

Da bi se uprostilo razdvajanje veličina koje su odnose na emiter i perturbbere, pogodno je preći na razmatranje evolucionog operatora u interakcionoj reprezentaciji:

$$u(t, 0) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) T'(t, 0) \quad (1.65)$$

gde je $T'(t, 0) \equiv T(t)$, a H je neperturbovani hamiltonijan emitera. Prelazeći na usrednjenu vremensku zavisnost tog operatora, imaćemo

$$\Delta u_{av}(t, 0) = u_{av}(t + \Delta t, 0) - u_{av}(t, 0) = [u(t + \Delta t, t) - 1] u(t, 0) \quad (1.66)$$

Sudarna aproksimacija se sastoji sad u pretpostavci o statističkoj nezavisnosti dva faktora u zagradama, pri čemu srednje vrednosti matricnih elemenata prvog faktora treba da budu male. Taj se faktor može predstaviti u obliku sledećeg reda teorije perturbacija (Dajsonov razvoj):

$$u(t + \Delta t, t) - 1 = \frac{1}{i\hbar} \int_t^{t+\Delta t} dx U'(x) + (i\hbar)^{-2} \int_t^{t+\Delta t} dx \int_t^x dy U'(x) U'(y) + \dots \quad (1.67)$$

koji se dobija rešavanjem vremenski zavisne Šredingerove jednačine u interakcionoj reprezentaciji iteracionom metodom:

$$i\hbar \dot{u}(t, 0) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) U \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) u(t, 0) \equiv U'(t) u(t, 0) \quad (1.68)$$

gde je U hamiltonijan interakcije emitera i perturbera. Iako U predstavlja sumu doprinosa svih perturbera, zbog uslova (1.2), prema kojem pretpostavljamo da je trajanje sudara mnogo manje od Δt , dovoljno je izračunati $[u(t + \Delta t, t) - 1]$ za svaki perturber posebno, a zatim sabrati njihove doprinose (ako se u razvoju (1.67) zanemare članovi četvrtog i viših, parnih redova). Imaćemo (promenljive se računaju od trenutka vremena t):

$$\begin{aligned} [u(t + \Delta t, t) - 1]_{av} &\approx \sum_j f_j \Delta t \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) [(i\hbar)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dx U'_j(x) + \\ &+ (i\hbar)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^x dy U'_j(x) U'_j(y) + \dots] \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) = \\ &= \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) \left[\sum_j f_j (S_j - 1)\right] \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) \Delta t \equiv \\ &\equiv \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) F \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) \Delta t = \\ &= (i\hbar)^{-1} \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) \mathcal{H} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) \Delta t \quad (1.69) \end{aligned}$$

gde se sumiranje vrši po različitim tipovima sudara j, f_j je učestanost takvih sudara, a S_j njima odgovarajuća S-matrica rasejanja (npr. MESSIAH, 1961). Pretposlednji izraz u (1.69) definiše operator sudarnog širenja F (KOLB i GRIEM, 1958), a poslednji izraz definiše Barangerov efektivni (nehermitski) hamiltonijan perturbacije \mathcal{H} (BARANGER, 1958a, b, c).

Koristeći efektivni (nezavisan od vremena) hamiltonijan, izraz (1.66) se u okviru sudarne aproksimacije može pisati kao

$$i\hbar \dot{u}_{av} = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H t\right) \mathcal{H} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) u_{av} \quad (1.70)$$

ili

$$i\hbar T_{av} = (H + \mathcal{H}) T_{av} \quad (1.71)$$

što predstavlja Šredingerovu jednačinu za usrednjeni evolucionni operator u interakcionoj (Hajzenbergovoj) (1.70) i Šredingerovoj reprezentaciji (1.71).

Dakle, širenje linija se u sudarnoj aproksimaciji može opisati dodavanjem nezavisnog od vremena, nehermitskog hamiltonijana neperturbovanom hamiltonijanu emitera. Ako rezultate uopštimo na slučaj dvostrukih stanja, efektivni hamiltonijan ćemo moći da izrazimo preko S-matrica S_{ij} i S_{fj} , koje opisuju rasejanje perturbera na gornjem i donjem nivou emitera, respektivno. Ako se još uzme u obzir da se operator θ može predstaviti kao proizvod matičnih elemenata $\langle i' | T(t) | i \rangle$ i $\langle f' | T(t) | f \rangle$ (BARANGER, 1958b), imaćemo:

$$\mathcal{H} = i\hbar F = -i\hbar \sum_j f_j (1 - S_{ij} S_{ij}^*) = -i\hbar \sum_j f_j (Q_{ij} + Q_{ij}^* - Q_{ij} Q_{ij}^*) \quad (1.72)$$

gde je Q matrica prelaza, definisana kao

$$Q = 1 - S \quad (1.73)$$

Izraz za sudarni profil dobijamo konačno smenom u (1.64) rešenja jednačine (1.71):

$$T_{av}(t) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar} (H + \mathcal{H}) t\right] \quad (1.74)$$

ili pak smenom u (1.62) analognog izraza za θ , u kojem je operator H zamenjen razlikom operatora $H_i - H_f^*$, indeksi uz H ukazuju da su svojstvene vrednosti tih operatora neperturbovane energije gornje, odnosno donje grupe nivoa. Konačno, Furijeov integral autokorelacione funkcije pri $H^* = H$ daje

$$\begin{aligned} a\omega &= -\frac{\hbar}{\pi} \text{Im Tr} \{ \Delta_d [\hbar\omega - (H_i - H_f + \mathcal{H})]^{-1} \} = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Re Tr} \{ \Delta_d [i\omega - \frac{i}{\hbar} (H_i - H_f) + F]^{-1} \} \quad (1.75) \end{aligned}$$

Ovaj izraz predstavlja uopštenje Lorencovog profila za slučaj neizolovanih linija (koje odgovaraju prelazima između različitih podnivoa gornjeg i donjeg nivoa).

Ako se \mathcal{H} (ili F) može predstaviti dijagonalnom matricom (u prostoru „dvostrukog atoma”), profil će imati Lorencov oblik, sa polupoluširinom i pomakom datim sledećim izrazima:

$$w = -\frac{1}{\hbar} \text{Im} \langle i f^* | \mathcal{H} | i f^* \rangle = -\text{Re} \langle i f^* | F | i f^* \rangle \quad (1.76)$$

$$d = \frac{1}{\hbar} \text{Re} \langle i f^* | \mathcal{H} | i f^* \rangle = -\text{Im} \langle i f^* | F | i f^* \rangle \quad (1.77)$$

Elementi matrice prelaza Q se mogu pisati u obliku (BARANGER, 1958c):

$$\langle i \vec{k}' | Q_i | i \vec{k} \rangle = -\frac{2\pi}{m} f_i(\theta, \alpha) \quad (1.78)$$

$$\langle f \vec{k}' | Q_f | f \vec{k} \rangle = -\frac{2\pi}{m} f_f(\theta, \alpha) \quad (1.79)$$

gde je f_i , odnosno f_f , amplituda elastičnog rasejanja perturbera (talasnog paketa sa impulsom \vec{k}) na emiteru u stanju i, odnosno f. Vektori \vec{k} i \vec{k}' koji predstavljaju impuls elektrona pre i posle rasejanja, imaju jednake intenzitete, ali zaklapaju uglove θ i α , m je masa perturbera. Ako \mathcal{H} izrazimo preko Q (1.72) i uvrstimo u (1.76) i (1.77), dobićemo (BARANGER, 1958a, c):

$$w = \left\{ \frac{2\pi N}{m} \text{Im} [f_i(0) + f_f(0)] - \frac{1}{2} N v \int d\Omega [f_i^*(\Omega) f_i(\Omega) + f_f(\Omega) f_f^*(\Omega)] \right\}_{av} \quad (1.80)$$

$$d = \left\{ -\frac{2\pi N}{m} \operatorname{Re} [f_i(0) - f_f(0)] + \frac{1}{2} N v \int d\Omega [f_i^*(\Omega) f_i(\Omega) - f_f(\Omega) f_i^*(\Omega)] \right\}_{av} \quad (1.81)$$

gde je N koncentracija, a v brzina perturbbera; Ω je prostorni ugao. Usrednjavanje se vrši po svim energijama i uglovima perturbbera.

Ukupni efektivni presek σ , koji uključuje i elastično i neelastično rasejanje, povezan je sa amplitudom elastičnog rasejanja unapred, preko optičke teoreme:

$$I_m f(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma \quad (1.82)$$

dok se σ može pisati kao zbir neelastičnog (σ_{in}) i elastičnog dela:

$$\sigma = \sigma_{in} + \int d\Omega |f(\Omega)|^2 \quad (1.83)$$

pa se (1.80) može pisati u obliku:

$$w = \left\{ \frac{1}{2} N v [\sigma_{in}^i + \sigma_{in}^f + \int d\Omega |f_i(\Omega) - f_f(\Omega)|^2] \right\}_{av} \quad (1.84)$$

Prema teoriji Barangera, dakle, neelastični sudari doprinose samo Štarkovom širenju linija, a ne i pomaku. Ovo je u skladu sa predstavom da neelastični sudari ne mogu da promene učestanost svetlosti, već samo da češće prekidaju emisiju.

1.3.3. GBKO teorija

Najšire primenjenu semiklasičnu teoriju Štarkovog širenja formulisali su GRIEM, BARANGER, KOLB i OERTEL (1962). Na osnovu nje izvršeni su obimni proračuni parametara Štarkovog širenja za veliki broj linija jednostruko naelektrisanih jona (JONES i dr. (1971). Teorija je dopunjena i opširno opisana u knjizi GRIEMA (1974). Ovde ćemo ukratko izložiti neke od osnovnih postavki i rezultata ove teorije.

Kao i u prethodnom odeljku, zanemarićemo prilikom izvođenja perturbacije donjeg nivoa radijativnog prelaza. Profil izolovane linije, proširene elektronskim sudarima je, prema (1.75–1.77), Lorencov, sa parametrima

$$w = -\operatorname{Re} \langle i | F | i \rangle \quad (1.85)$$

$$d = -\operatorname{Im} \langle i | F | i \rangle \quad (1.86)$$

gde je F definisano u (1.69).

Ako pretpostavimo da se, u skladu sa semiklasičnom aproksimacijom, perturbbera kreću po klasičnim (pravolinijskim, hiperboličnim) trajektorijama, učestanost sudara emitera sa perturbberima čiji se sudarni parametar ρ i brzina v nalaze u intervalima $\rho, \rho + d\rho; v, v + dv$, biće

$$df = 2\pi N f(v) \rho v d\rho dv \quad (1.87)$$

gde je $f(v)$ raspodela brzina, po pravilu Maksvelova:

$$f(v) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (1.88)$$

Ako (1.87) uvrstimo u (1.69) i ograničimo se na slabe (neelastične) sudare, možemo dobiti:

$$\langle i | F | i \rangle = N \int v f(v) dv \int 2\pi \rho d\rho \langle i | S - 1 | i \rangle_{av} \quad (1.89)$$

gde se usrednjavanje sad vrši po uglovima vezanim za vektore $\vec{\rho}$ i \vec{v} . Ako sad S matricu izrazimo preko perturbacionog razvoja (1.67) i (1.69), usrednjavanjem po uglovima se, zbog simetrije, gubi prvi član razvoja, a proračuni se obično zaustavljaju na drugom članu. U slučaju pravolinijske trajektorije elektronskog perturbbera, opisane jednačinom:

$$\vec{r}(t) = \vec{\rho} + \vec{v} t \quad (1.90)$$

može se pokazati (GRIEM i dr., 1962) da drugi član perturbacionog razvoja daje sledeći izraz:

$$\begin{aligned} \langle i | S - 1 | i \rangle_{av} &= -\frac{1}{3} \left(\frac{\hbar}{m\rho v}\right)^2 \sum_i R_{ii}^2 \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp[i z_i' (x-y)] \frac{1+xy}{(1+x^2)^{3/2} (1+y^2)^{3/2}} \equiv \\ &= -\frac{2}{3} \left(\frac{\hbar}{m\rho v}\right)^2 \sum_i R_{ii}^2 [A(z_i') + i B(z_i')] \end{aligned} \quad (1.91)$$

gde je $z_i' = \omega_{ii}' \rho / v$. (u jedinicama Borovog radijusa a_0) je kvadrat matričnog elementa koordinatnog operatora (sumiran po svim komponentama operatora i po svim magnetnim podstanjima ukupnog ugaonog momenta J' i usrednjen po magnetnim podstanjima J). Funkcije A(z) i B(z) se mogu izraziti preko Beselovih funkcija I_j i modifikovanih Beselovih funkcija druge vrste $K_j(z)$ (GRIEM i dr., 1962; KLARSELD, 1970):

$$A(z) = z^2 [K_1^2(|z|) + K_0^2(|z|)] \quad (1.92)$$

$$B(z) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(z')}{z-z'} dz' = \pi z^2 [K_0(z) I_0(z) - K_1(z) I_1(z)] \quad (1.93)$$

gde P predstavlja Košijevu glavnu vrednost integrala. Prelaskom, pomoću jednačine (1.89) na izraz za matrični element operatora F, potrebno je izvršiti integraciju funkcija A(z) i B(z) po sudarnom parametru, duž pravolinijske trajektorije perturbbera:

$$a(z) = \int_z^{\infty} A(z') \frac{dz'}{z'} = |z| K_0(|z|) K_1(|z|) \quad (1.94)$$

$$b(z) = \int_z^{\infty} B(z') \frac{dz'}{z'} = \frac{1}{2} \pi - \pi z K_0(z) I_1(z) \quad (1.95)$$

Iz (1.89) dobijamo tada

$$w + id = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 N \int \frac{dv}{v} f(v) \sum_i R_{ii}^2 [a(z_i^{\min}) + ib(z_i^{\min})] \quad (1.96)$$

Može se pokazati da kada se u račun uključi i donji nivo, kao i doprinos jakih sudara, (1.96) dobija oblik

$$w + id = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 N \int \frac{dv}{v} f(v) \sum_{j=i,f} \sum_{j'=i,f'} R_{jj'}^2 [a(z_j^{\min}) + ib(z_j^{\min})] + w_s \quad (1.97)$$

gde $z_j^{\min} \equiv \omega_{jj'} \rho_{\min} / v$ odgovara minimalnom sudarnom parametru ispod kojeg teorija perturbacija prestaje da važi, i koji može biti određen, npr. iz relacije (GRIEM, 1974):

$$\rho_{\min} \approx (n_i^{*2} - n_f^{*2}) \hbar / Zmv \quad (1.98)$$

gde su n_i^* i n_f^* efektivni glavni kvantni brojevi gornjeg i donjeg nivoa radijacionog prelaza, a Z je rezidualno naelektrisanje atoma.

Jaki sudari, za koje je $\rho < \rho_{\min}$, obično se tretiraju adijabatski. Za njih se smatra da doprinose samo širenju linija, narušavajući u potpunosti koherentnost emitovanog (apsorbovanog) zračenja. Doprinos jakih sudara se obično procenjuje pomoću relacije:

$$w_s \approx \pi N v \rho_{\min}^2 \quad (1.99)$$

Na visokotemperaturskoj granici, ($z_j^{\min} \rightarrow 0$), $A(z_j^{\min}) \approx 1$ i $B(z_j^{\min}) \approx 0$, pa jednačina (1.97) postaje (GRIEM i dr., 1962):

$$w + id = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 N \int \frac{dv}{v} f(v) \sum_{j=i,f} \sum_{j'=i,f'} R_{jj'}^2 [\ln(|z_j^{\min}|^{-1}) \pm i \frac{\pi}{2}] \quad (1.100)$$

gde je znak pojedinih doprinosa pomaku jednak znaku $E_j - E_{j'}$.

Proračun matricnih elemenata (1.89) u slučaju hiperboličnih trajektorija elektronskih perturbera daje jednačinu istog oblika (1.97) kao u slučaju pravolinijskih trajektorija, osim što se umesto funkcija $A(z)$, $a(z)$, $B(z)$, $b(z)$, koriste funkcije $A(\delta, \xi)$, $a(\delta, \xi)$, $B(\delta, \xi)$, $b(\delta, \xi)$, koje su date numerički u knjizi GRIEMA (1974). Nove promenljive δ i ξ su date izrazima:

$$\delta = (\epsilon - 1) \frac{1}{v} \quad (1.101)$$

$$\xi = \frac{e^2}{\hbar v} \frac{\hbar \omega_{jj'}}{m v^2} \quad (1.102)$$

gde je ϵ ekscentricitet hiperbolične putanje.

2. ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA – TEORIJA

2.1. Elektronski sudarni pomak

Kao najpokretljivije među naelektrisanim česticama, elektroni imaju i najveći udeo u Šarkovom širenju i pomaku spektralnih linija. Stoga će u središtu pažnje naših teorijskih razmatranja Šarkovog pomaka jonskih linija biti pomak usled sudara sa elektronima.

Kvantnomehantičke i semiklasične teorije mogu da daju vrednosti Šarkovog širenja i pomaka visoke tačnosti, ali zahtevaju mnogo truda, računarskog vremena i poznavanje brojnih atomskih parametara. One nisu uvek u stanju da efikasno zadovolje potrebe astrofizike – potpuno proučavanje spektra neke tople zvezde zahteva poznavanje Šarkovih parametara za stotine linija, a izrada detaljnih modela atmosfera toplih zvezda sa obračunatim pokrivanjem od strane linija, zahteva ove podatke za stotine hiljada linija (PEYTREMAN, 1972). U ovakvoj situaciji, razvijanje jednostavnih aproksimativnih teorija, sa, u srednjem, što boljom tačnošću, je od velike koristi. Važniji dosadašnji rezultati na ovom polju su: (i) semiempirijska teorija, koju je postavio GRIEM (1968) – za širenje i pomak jonskih linija (njeno slaganje sa eksperimentima za širenje linija jednom jonizovanih atoma je $\pm 50\%$, i još lošije za pomak, kao i za širenje i pomak linija višestruko jonizovanih atoma); (ii) modifikovana semiempirijska teorija – za širenje jonskih linija (DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ, 1980; 1981a); jednostavna teorija DIMITRIJEVIĆA i KONJEVIĆA (1986) – za širenje i pomak linija neutralnih atoma.

Izračunavanje širenja jonskih linija na osnovu modifikovane semiempirijske teorije (DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ, 1980) je testirano više puta (DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ, 1981a, b, c; DIMITRIJEVIĆ, 1982a, b; KONJEVIĆ i dr., 1984). Tačnost rezultata modifikovane semiempirijske teorije, kad su u pitanju poluširine linija jednom jonizovanih atoma, uporediva je u srednjem, sa tačnošću semiklasične teorije (npr. DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ, 1980), dok se u slučaju poluširina linija višestruko jonizovanih atoma, rezultati modifikovane semiempirijske teorije u srednjem bolje slažu sa analiziranim eksperimentalnim podacima, od usrednjenih rezultata drugih teorija (KONJEVIĆ i dr., 1984).

U ovom radu je predstavljeno analogno poboljšanje semiempirijske teorije za slučaj elektronskog sudarnog pomaka jonskih linija. Dobijeni rezultati su testirani poređenjem sa rezultatima drugih teorija i postojećim eksperimentalnim podacima.

2.1.1. Modifikovana semiempirijska teorija

Polazišta semiempirijske teorije GRIEMA (1968) su:

a) BARANGEROVA (1958c) kvantnomehantička formula za doprinos neelastičnih sudara polupoluširini linije (1.84), u obliku:

$$w = \frac{1}{2} N_e \left\{ v \left[\sum_i \sigma_{i i} + \sum_f \sigma_{f f} \right] \right\}_{av} \quad (2.1)$$

gde se usrednjavanje vrši po brzinama elektrona v . N_e je koncentracija elektrona, a $\sigma_{i i}$ i $\sigma_{f f}$ su neelastični efektivni preseki za sudarne prelaze na (perturbujuće) nivoe (i , f) sa početnog (i) i krajnjeg (f) nivoa (perturbovanih), radijativnog prelaza.

b) BETHEOVA (1930) relacija za neelastični efektivni presek u okviru dipolne aproksimacije:

$$\alpha_{ij} = \frac{8\pi^2}{3^{3/2}} \Lambda^2 R_{ij}^2 g \quad (2.2)$$

Ovde je $\Lambda = \hbar/m_e v$ redukovana de Brojjeva talasna dužina elektrona, R_{ij}^2 (u jedinicama Borovog radijusa a_0) je kvadrat matičnog elementa koordinatnog operatora, sumiran po svim komponentama operatora, magnetnim podstanjima ukupnog ugaonog momenta J' , i usrednjen po magnetnim podstanjima J . g je Gauntov faktor (verovatnoća da upadni (perturbujući) elektron promeni kinetičku energiju sa vrednosti pre, na vrednost posle sudara).

c) SFATONOVA (1962) definicija empirijskog Gauntovog faktora: na osnovu relacije (2.2) i eksperimentalno određenih neelastičnih efektivnih preseka, može se, u principu, odrediti efektivni Gauntov faktor.

Na osnovu rezultata na tom polju SEATONA (1962) i VAN REGEMORTERA (1962), GRIEM (1968) je predložio da se Gauntov faktor aproksimira sledećom semiempirijskom funkcijom: $g_{se}(x) = 0.20$ za $x \leq 2$ i $g_{se}(x) = 0.24, 0.33, 0.56, 0.98, 1.33$, za $x = 3, 5, 10, 30, 100$; $x = E/|\Delta E|$ ($E = 3kT/2$ je energija perturbujućeg elektrona, a ΔE je energetska razlika između perturbujućeg i perturbovanog nivoa).

Griem je pretpostavio da se doprinosi elastičnih sudara može zanemariti na visokim elektronskim temperaturama u skladu sa Bethe-Bornovom aproksimacijom (npr. BELY i VAN REGEMORTER, 1970) (koja važi samo za dozvoljene dipolne prelaze). Na niskim temperaturama, doprinos elastičnih sudara Griem je uzeo u obzir putem ekstrapolacije vrednosti neelastičnog preseka na pragu ($x = 1$), u oblast ispod praga (GAILITIS, 1963).

Na osnovu izloženog, Griem je došao do sledećih izraza za elektronsku sudarnu poluširnu i pomak:

$$w = K N_e T^{-1/2} \left[\sum_i R_{i'i}^2 g_{se}(x_{i'i}) + \sum_f R_{f'f}^2 g_{se}(x_{f'f}) \right] \quad (2.3)$$

$$d = K N_e T^{-1/2} \sum_{i,f} \left[\frac{\Delta E_{i'i}}{|\Delta E_{i'i}|} R_{i'i}^2 g_{sh}(x_{i'i}) - \frac{\Delta E_{f'f}}{|\Delta E_{f'f}|} R_{f'f}^2 g_{sh}(x_{f'f}) \right] \quad (2.4)$$

gde je K numerička konstanta sa vrednošću

$$K = \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi k}\right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}}, \quad \text{a } x_{j'j} = E/|\Delta E_{j'j}|, \quad j = i, f$$

Kao realni i imaginarni deo iste kompleksne funkcije, polupoluširina i pomak su vezani Košijevom integralnom disperzionom jednačinom. U skladu s tim, Gauntov faktor za pomak, g_{sh} , Griem je dobio rešavajući ovakvu jednačinu u obliku

$$g_{sh}(x) = \frac{x}{\pi} P \int_0^\infty \frac{g_{se}(x')}{x'(x-x')} dx' \quad (2.5)$$

gde P označava glavnu vrednost integrala. Za $x < 2$ rešenje jednačine (2.5) je semikonvergentni red

$$g_{sh}(x) = \sum_{n=0}^\infty A_n x^n = A_0 + 0.332 \left(\frac{x}{10}\right) + 0.305 \left(\frac{x}{10}\right)^2 +$$

$$+ 0.550 \left(\frac{x}{10}\right)^3 + 1.36 \left(\frac{x}{10}\right)^4 \quad (2.6)$$

Poređenjem relacija (2.4) i (1.97), u skladu sa GBKO teorijom (GRIEM i dr., 1962), može se dobiti

$$g_{sh}(x) \approx \frac{\sqrt{3}}{\pi} b(z_{min}) \quad (2.7)$$

gde je $b(z)$ funkcija Štarkovog širenja za pravolinijske trajektorije perturbera (1.95). Iz relacije (2.7) GRIEM (1968) je dobio $g_{sh}(x)$ za velike vrednosti x , postizući najbolje slaganje sa semiklasičnim proračunima izvršenim u istom radu. Polazeći od iste relacije, Griem je takođe zaključio da tipičnim energijama perturbera na pragu ($x = 1$) odgovara $g_{sh} \approx 0.20$, vrednost identična sa $g_{se}(1)$. Na osnovu te vrednosti, može se dobiti $A_0 = 0.163$. Funkcija $g_{sh}(x)$ (GRIEM, 1968) je prikazana na slici 7 i u tabeli 1.

Koristeći Coulomb-Bornovu II aproksimaciju (VAN REGEMORTER, 1960), BELY (1966b) je izračunao efektivne preseke za ekscitaciju litijumu sličnih jona usled sudara sa elektronima. Vrednosti Gauntovog faktora na pragu dobijene iz ovih preseka znatno su veće od 0.2 za rezonantne prelaze, dok za prelaze sa promenom glavnog kvantnog broja, vrednosti Gauntovog faktora mogu biti i manje od 0.2. BLAHA (1969) je na osnovu manje rafiniranih proračuna dobio slične rezultate. U skladu sa rezultatima BELYJA (1966a, b), KOBZEV (1971) je predložio sledeću relaciju za vrednost Gauntovog faktora na pragu, u slučaju prelaza sa $\Delta n = 0$ (n je glavni kvantni broj):

$$g_{th} = 0.9 - 1.1/Z \quad (2.8)$$

gde je Z rezidualno naelektrisanje jona. Proračuni BELYJA i PETRINIJA (1970) pokazuju da vrednosti g_{th} za prelaze sa $\Delta n \neq 0$, zavisno od tipa prelaza, mogu biti i veće i manje od 0.2. Ali pošto razlike nisu tako velike kao u slučaju $\Delta n = 0$, $g_{th} = 0.2$ može biti zadržano kao srednja vrednost za prelaze sa $\Delta n \neq 0$. Zavisnost Gauntovog faktora od Z je za ove prelaze (BELI i PETRINI, 1970) znatno slabija nego za prelaze sa $\Delta n = 0$, pa je možemo zanemariti.

Efektivni preseki dobijeni iz eksperimenata (KUNZE i JOHNSTON, 1971; KUNZE, 1972) pokazuju odlično slaganje sa rezultatima Belyja (BELY, 1966a, b; BELY i PETRINI, 1970), i potvrđuju gore opisane osobine Gauntovog faktora.

Modifikovanje formula (2.3) i (2.4) treba da zadovolji dva zahteva: prvo, da se poboljša njihova tačnost, uzimanjem u obzir (2.8); i drugo, da se izbegne potreba za poznavanjem kompletnog skupa perturbujućih energetskih nivoa, čime bi se primena formula učinila lakšom i bržom.

Za prelaze sa $\Delta n = 0$ izračunali smo nove funkcije $g_{sh}(x)$ za jednom, dvaput i triput jonizovane atome. Polazeći od semiempirijskog Gauntovog faktora za prelaze sa $\Delta n = 0$, $\tilde{g}_{se}(x)$, koji su uveli DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ (1980) na osnovu (2.8)

$$\tilde{g}_{se}(x) = 0.7 - 1.1/Z + g_{se}(x) \quad (2.9)$$

jednačina (2.5) postaje

$$\tilde{g}_{sh}(x) = \tilde{g}_{sh}(0) + \frac{x}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\tilde{g}_{se}(x') - \tilde{g}_{se}(0)}{x'(x-x')} dx' \quad (2.10)$$

sa rešenjem

$$\tilde{g}_{sh}(x) = \tilde{A}_0 + 0.332 \left(\frac{x}{10}\right) + 0.305 \left(\frac{x}{10}\right)^2 + 0.550 \left(\frac{x}{10}\right)^3 + 1.36 \left(\frac{x}{10}\right)^4 \quad (2.11)$$

za $x < 2$.

U skladu sa semiklasičnom teorijom sa hiperboličnim trajektorijama perturbirana (npr. SAHAL-BRÉCHOT, 1969a, b; GRIEM, 1974) imamo

$$g_{sh}(x) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} b(\delta, \xi) \quad (2.12)$$

gde je, prema (1.101) i (1.102), $\delta = (\epsilon_{min} - 1) \xi$; $\xi = \sqrt{\frac{E_H}{E}} (Z-1)/2x$. E_H je energija jonizacije vodonika. Koristeći

$$\epsilon_{min} \approx 1 + \frac{E_i n^2}{(Z-1)Z E_H} \quad (2.13)$$

(GRIEM, 1974, jednačina 500), dobija se

$$\delta \approx \frac{n^2}{2Zx} \sqrt{\frac{E}{E_H}} \quad (2.14)$$

Uzimajući u obzir da se semiempirijski Gauntov faktor g_{se} najbolje slaže sa semiklasičnim proračunima za $2n^2/Z = 10$ (GRIEM, 1968, jednačina 34), za tipične energije perturbirana $E \approx 3kT/2 \approx 2$ eV (većina eksperimenata sa dvostruko i trostruko jonizovanim atomima je izvedena na 2–2.5 eV (KONJEVIĆ i dr., 1984) dobijamo

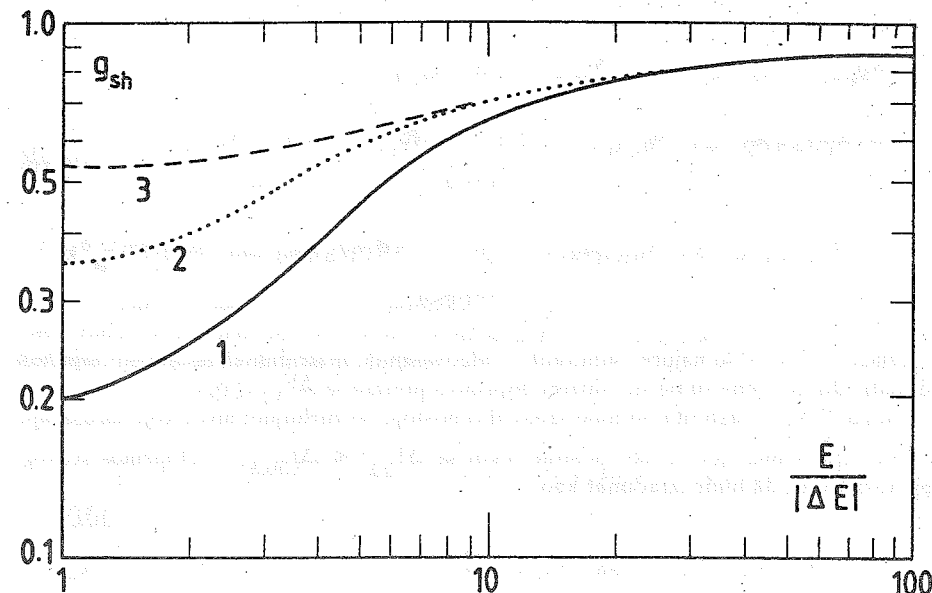
$$\tilde{g}_{sh}(x) \approx \frac{\sqrt{3}}{\pi} b\left(\frac{0.959}{x}, \frac{1.304(Z-1)}{x}\right) \quad (2.15)$$

Vrednosti funkcije $\tilde{g}_{sh}(x)$ na pragu su određene u skladu sa relacijom (2.8), $g_{th} = 0.35$ za jednom i 0.53 za dvaput jonizovane atome. Vrednosti \tilde{A}_0 se mogu dobiti iz jednačina (2.9) i (2.11), npr. $\tilde{A}_0 = 0.313$ i 0.493 za jednom i dvaput jonizovane atome, respektivno. U određivanju $g_{sh}(x)$ koristili smo jednačine (2.11) sa odgovarajućim vrednostima \tilde{A}_0 , za $x \leq 5$, i jednačinu (2.15) za $5 < x \leq 7$. Može se pokazati da je za $x \geq 7$ tipična razlika između rezultata proračuna sa pravolinijskim i hiperboličnim trajektorijama manja od 10%, pa je za $7 < x \leq 50$ korišćena jednačina (2.7) za $z_{min} \approx 5/x$ (u skladu sa GRIEM, 1968). Za $x > 50$ funkcije $\tilde{g}_{sh}(x)$ su određene tako da konvergiraju vrednosti $\tilde{g}_{sh} = \sqrt{3}/2$ u skladu sa GBKO (GRIEM i dr., 1962) visokotemperaturnom granicom (1.100). Numerički dobijene vrednosti glatkih funkcija koje pokazuju najbolje slaganje sa navedenim zahtevima, prikazane su u tablici 1 i na slici 7.

Za $Z > 4$, može se koristiti približna relacija

$$\tilde{g}_{sh}(x) \approx 0.88 - 1.1/Z + 0.01 x/Z, \quad x < 100 \quad (2.16)$$

$$\tilde{g}_{sh}(x) \approx \sqrt{3}/2, \quad x \geq 100$$



Slika 7. Semiempirijski efektivni Gauntovi faktori za pomak:

1 – g_{sh} iz GRIEM (1968); 2 – \tilde{g}_{sh} za $\Delta n = 0$, za jednom jonizovane atome; 3 – \tilde{g}_{sh} za $\Delta n = 0$, za dvaput jonizovane atome.

TABLICA 1. Semiempirijski efektivni Gauntovi faktori g_{sh} i \tilde{g}_{sh} u funkciji od $x = E/|\Delta E_j|$ i Z .

x	≤ 1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	20	30	40	60	80	100	
g_{sh}	.20	.25	.32	.41	.45	.51	.56	.60	.63	.66	.78	.82	.84	.85	.86	.87	
\tilde{g}_{sh}	Z=2	.35	.40	.47	.53	.58	.61	.64	.66	.68	.70	.78	.82	.84	.85	.86	.87
	Z=3	.53	.54	.57	.59	.62	.64	.66	.67	.69	.70	.78	.82	.84	.85	.86	.87
	Z=4	.62	.62	.63	.64	.65	.66	.67	.68	.69	.70	.78	.82	.84	.85	.86	.87
	Z>4	.88-1.1/Z+.01x/Z															

koja povezuje vrednosti na pragu sa visokotemperaturnom granicom. Za $Z > 7$, $\tilde{g}_{sh}(x) = \sqrt{3}/2$ može takođe biti dobra aproksimacija, jer ne odstupa od tačnog oblika funkcije za više od 10%.

Za prelaze sa $\Delta n \neq 0$, zadržali smo funkciju g_{sh} , koju je dobio GRIEM (1968).

Konačno, uz pretpostavku o LS vezi, izdvajajući prelaze sa $\Delta n = 0$, i procenjujući energetsku udaljenost do najbližeg perturbujućeg nivoa kao

$$|\Delta E_{n,n+1}| \approx 2Z^2 E_H / n^{*3} \quad (2.17)$$

(n^* je efektivni glavni kvantni broj dat relacijom $n^* = [E_H Z^2 / (E_{ion} - E_n)]^{1/2}$, gde je E_{ion} energija jonizacije emitera, a E_n energija datog nivoa), dobija se sledeći izraz za pomak jonske linije:

$$\begin{aligned}
d = & KN_e T^{-1/2} \{ R_{\ell_i, \ell_i+1}^2 \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i+1}) - R_{\ell_i, \ell_i-1}^2 \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i-1}) - \\
& - R_{\ell_f, \ell_f+1}^2 \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f+1}) + R_{\ell_f, \ell_f-1}^2 \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f-1}) + \\
& + \sum_{i'} (R_{i'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_i, n_i+1}) - 2 \sum_{\substack{i' \\ \Delta E_{i'} < 0}} [(R_{i'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{i'})] - \\
& - \sum_{f'} (R_{f'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_f, n_f+1}) + 2 \sum_{\substack{f' \\ \Delta E_{f'} < 0}} [(R_{f'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{f'})] + \sum_k \delta_k \}
\end{aligned} \quad (2.18)$$

(Svi prelazi sa $\Delta n \neq 0$ su najpre sumirani i odgovarajući matricni elementi su zajedno obračunati. Od dobijene sume su oduzeti doprinosi prelaza sa $\Delta E_{j'j} < 0$).

Suma $\sum_k \delta_k$ je različita od nule samo ako postoje perturbujući nivoi koji narušavaju prihvaćene aproksimacije, tj. ako postoje nivoi sa $|\Delta E_{j'j}| \ll |\Delta E_{n, n+1}|$. Doprinos svakog takvog nivoa treba da bude izračunat kao

$$\delta_i = \pm (R_{i'}^2) [g_{sh}(x_{i'}) \mp g_{sh}(x_{n_i, n_i+1})]$$

ili

$$\delta_f = \mp (R_{f'}^2) [g_{sh}(x_{f'}) \mp g_{sh}(x_{n_f, n_f+1})] \quad (2.19)$$

gde donji znak odgovara $\Delta E_{j'j} < 0$.

Formula (2.18) zajedno sa formulom za polupoluširinu jonske linije (DIMITRIJEVIĆ i KONJEVIĆ, 1980):

$$\begin{aligned}
w = & KN_e T^{-1/2} [R_{\ell_i, \ell_i+1}^2 g_{se}(x_{\ell_i, \ell_i+1}) + R_{\ell_i, \ell_i-1}^2 g_{se}(x_{\ell_i, \ell_i-1}) + \\
& + R_{\ell_f, \ell_f+1}^2 g_{se}(x_{\ell_f, \ell_f+1}) + R_{\ell_f, \ell_f-1}^2 g_{se}(x_{\ell_f, \ell_f-1}) + \\
& + \sum_{i'} (R_{i'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{se}(x_{n_i, n_i+1}) + \sum_{f'} (R_{f'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{se}(x_{n_f, n_f+1})]
\end{aligned} \quad (2.20)$$

omogućava proračun uticaja sudara sa elektronima na pomeranje i širenje jonskih spektralnih linija.

Relevantni matricni elementi u formuli (2.18) mogu biti izračunati korišćenjem Kulonovske aproksimacije (BATES i DAMGAARD, 1949):

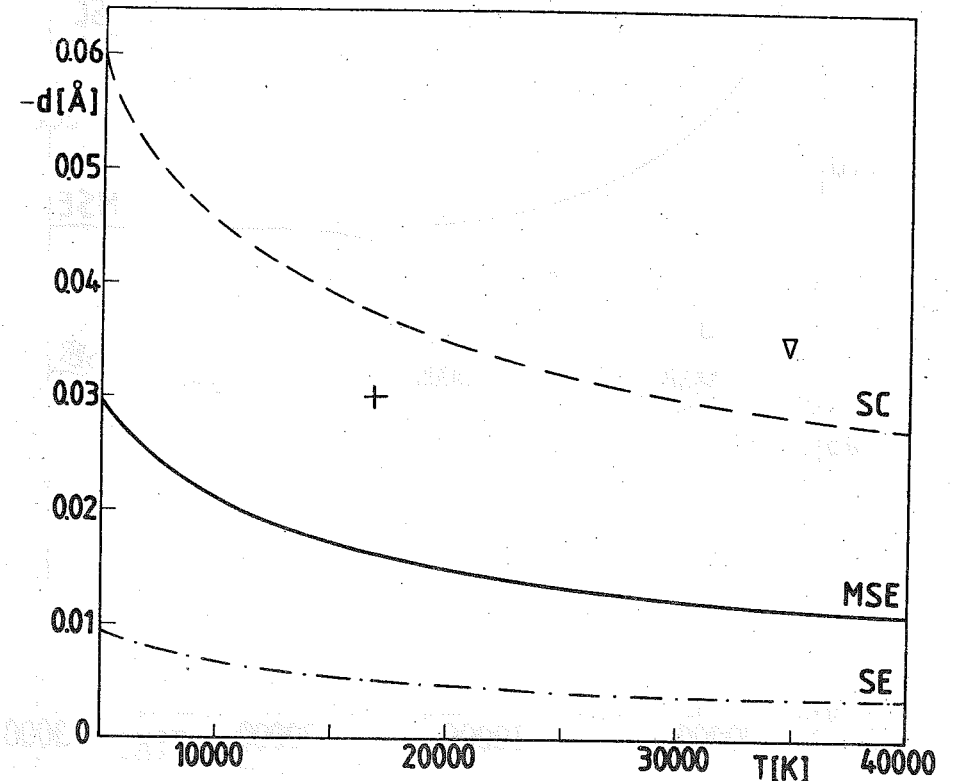
$$R_{j'j}^2 \approx \left(\frac{3n_{\ell}^*}{2Z} \right)^2 \frac{\ell}{2\ell_j+1} (n_{\ell}^* - \ell^2) \phi^2 (n_{\ell-1}^*, n_{\ell}^*, \ell) \quad (2.21)$$

$$\sum_{j'} (R_{j'j}^2)_{\Delta n \neq 0} \approx \left(\frac{3n_j^*}{2Z} \right)^2 \frac{1}{9} (n_j^{*2} + 3\ell_j^2 + 3\ell_j + 11) \quad (2.22)$$

gde je ℓ_j orbitalni kvantni broj valentnog elektrona, ℓ je $\max(\ell_j, \ell_j)$, a ϕ^2 je faktor Batesa-Damaard (utabličen npr. u OERTEL i SHOMO, 1968). Slučajeva kada jednoelektronski model (samo jedan energetski nivo za svaki n elektron), koji je podrazumevan u relacijama (2.21) i (2.22), nije zadovoljen, analizirao je detaljno DIMITRIJEVIĆ (1982c). Na primer, za multiplet u celini, $R_{\ell, \ell}^2$ treba da bude pomnoženo sa $R_{mult}^2 (2\ell+1)/(2L+1)$. Faktor multipleta R_{mult}^2 se može naći u tablicama SHOREA i MENZELA (1965).

2.1.2. Poređenje sa eksperimentima i rezultatima drugih teorija

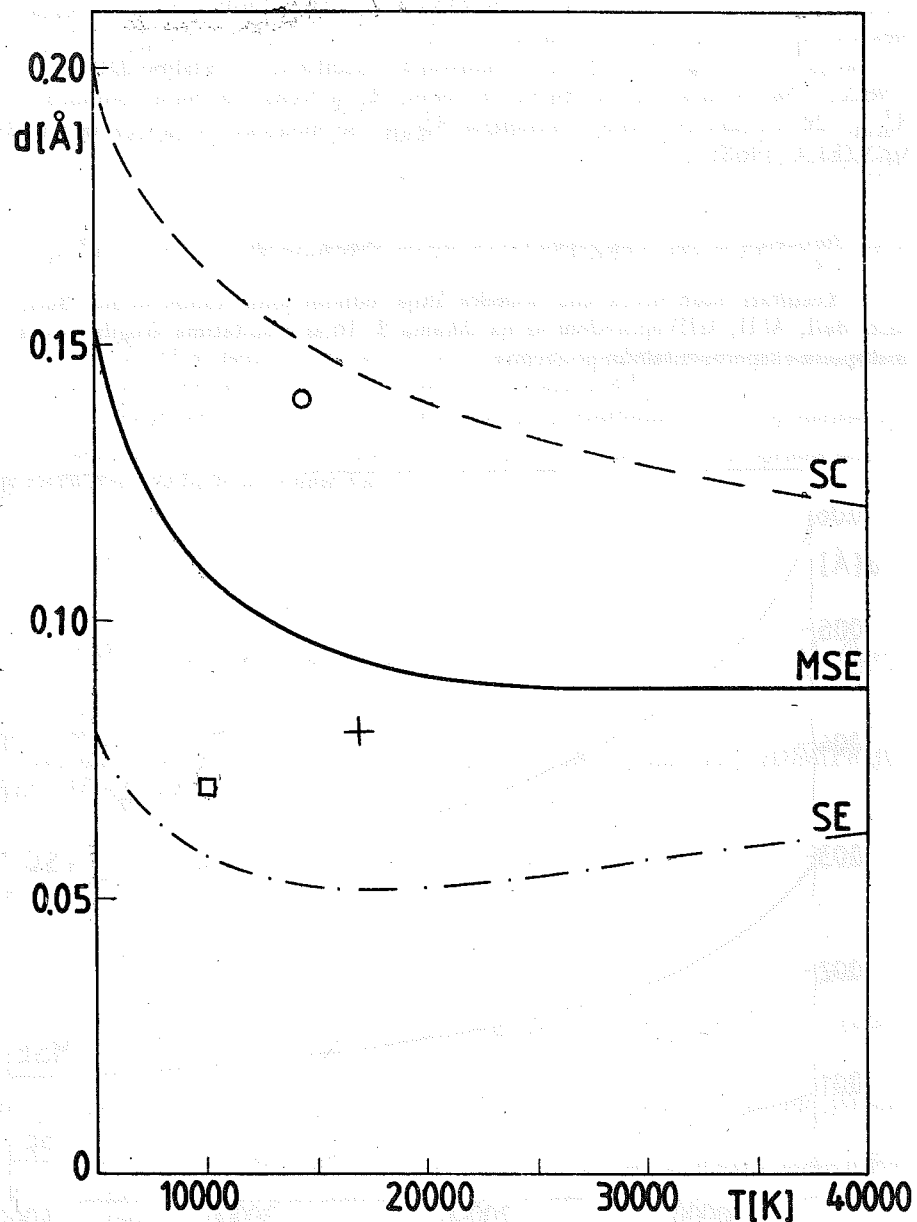
Rezultati naših proračuna pomaka linija jednom jonizovanih atoma (BeII, MgII, CaII, BaII, AlII, ArII) upoređeni su na slikama 8-16, sa rezultatima drugih teorija i sa dostupnim eksperimentalnim podacima.



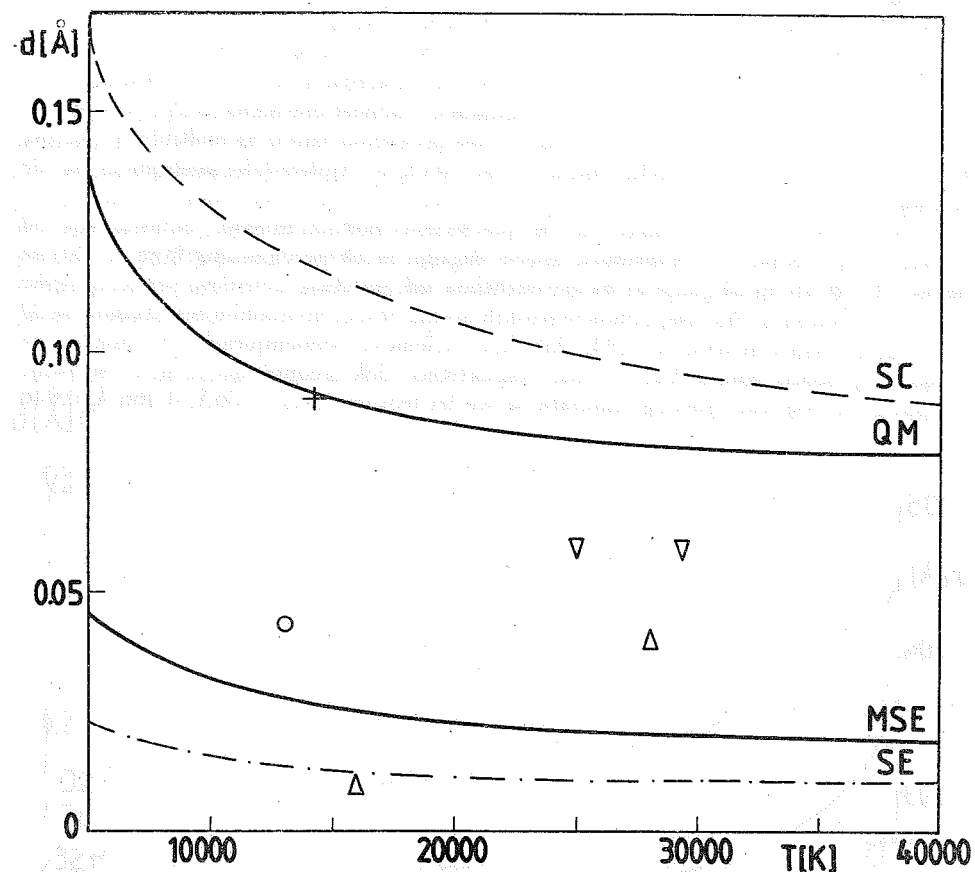
Slika 8. Elektronski sudarni pomak za multiplet:

Be II $2s^2 S-2p^2 P^0$, $\lambda=3130.6 \text{ \AA}$

Teorijski proračuni: MSE - modifikovani semiempirijski; SE - semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC - semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperimenti: + - PURIĆ i KONJEVIĆ (1972), v - HADŽIOMERSPAHIĆ i dr. (1973)



Slika 9. Elektronski sudarni pomak za multiplet:
 $\text{Mg II } 3p^2P^0-4s^2S, \lambda = 2933.8 \text{ \AA}$
 Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperimenti: + – PURIĆ i KONJEVIĆ (1972), □ – HELBIG i KUSCH (1972), ○ – FLEURIER i dr. (1977)



Slika 10. Elektronski sudarni pomak za multiplet:
 $\text{Ca II } 4s^2S-4p^2P^0, \lambda = 3945.2 \text{ \AA}$
 Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971); QM – kvantnomehantički (BARNES i PEACH, 1970)
 Eksperimenti:
 + – PURIĆ i KONJEVIĆ (1972), △ – ROBERTS i BARNARD (1972), ▽ – HADŽIOMERSPAHIĆ i dr. (1973), ○ – FLEURIER i dr. (1977)

Mogućnosti teorije da da tačne rezultate za pomake spektralnih linija su generalno slabije nego kad su u pitanju poluširine (DIMITRIJEVIĆ i dr, 1981; GRIEM, 1974). Jedini kvantnomehantički (strong coupling) proračun kad su u pitanju pomaci jonskih linija, izvršili su BARNES i PEACH (1970) za rezonantne linije CaII. Opširne tablice semiklasičnih proračuna pomaka linija za jednom jonizovane atome sadržane su u radu JONESA i dr. (1971), a date su takođe u knjizi GRIEMA (1974). Eksperimentalni podaci postoje gotovo isključivo za jednom jonizovane atome.

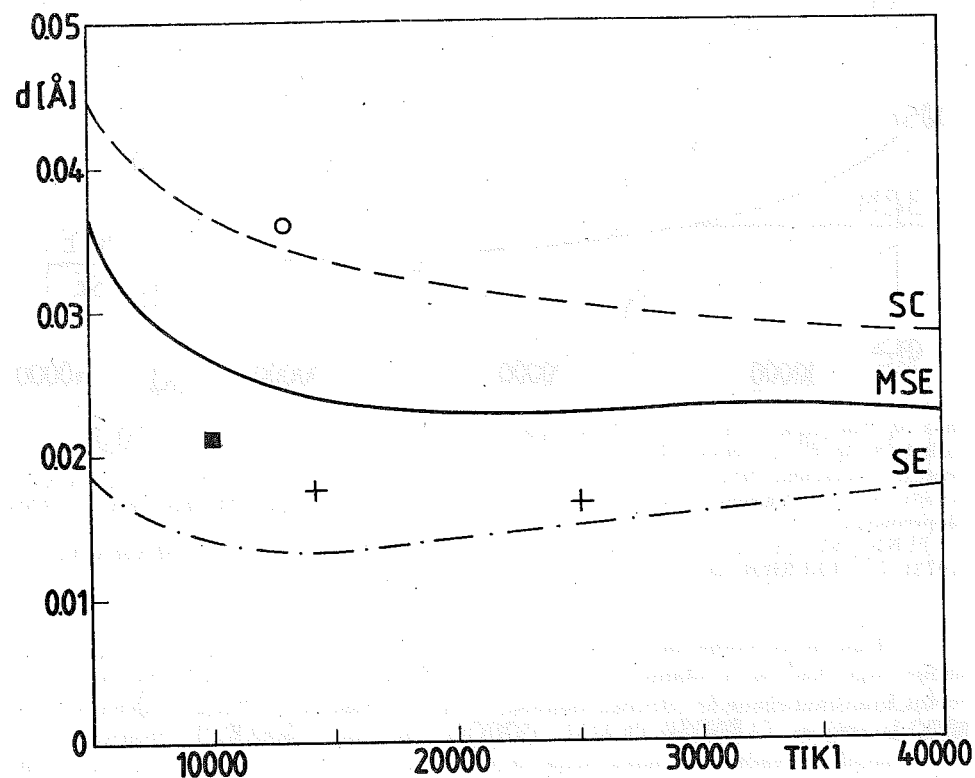
Teorijski proračuni prikazani uporedo na slikama 8–16. su sledeći:
 MSE – modifikovani semiempirijski (formula 2.18);
 SE – semiempirijski prema GRIEM (1968) (formula 2.4 u ovom radu; proračuni su naši);

SC – semiklasični (JONES i dr. 1971);

QM – kvantnomehanički (BARNES i PEACH, 1970).

Rezultati eksperimenata su uzeti iz kritičkih pregleda eksperimentalnih podataka koje su načinili KONJEVIĆ i WIESE (1976) i KONJEVIĆ i dr. (1984). Pritom nismo uzimali u obzir eksperimente sa najnižom tačnošću (tačnost označena sa D u pomenutim pregledima). U skladu sa činjenicom da su naši proračuni vršeni za multiplete u celini, eksperimentalni podaci za različite linije unutar jednog multiplata (ako postoje) su takođe usrednjeni.

S obzirom na činjenicu da je predloženi metod mnogo jednostavniji od semiklasičnog, veoma je ohrabrujuće dobro slaganje sa eksperimentima koje se vidi na slikama 8–16. (bolje slaganje sa eksperimentima od rezultata Griemove semiempirijske teorije je očekivano). Šta više, odnos teorijskih prema eksperimentalnim rezultatima za 30 razmatranih eksperimenata je 0,84, dok kod Griemove semiempirijske i semiklasične teorije ovaj odnos iznosi 0,47 i 1,81, respektivno, dok srednje apsolutno odstupanje teorijskog od eksperimentalnog rezultata za sve tri teorije iznosi 0,036 Å, 0,066 Å, 0,046



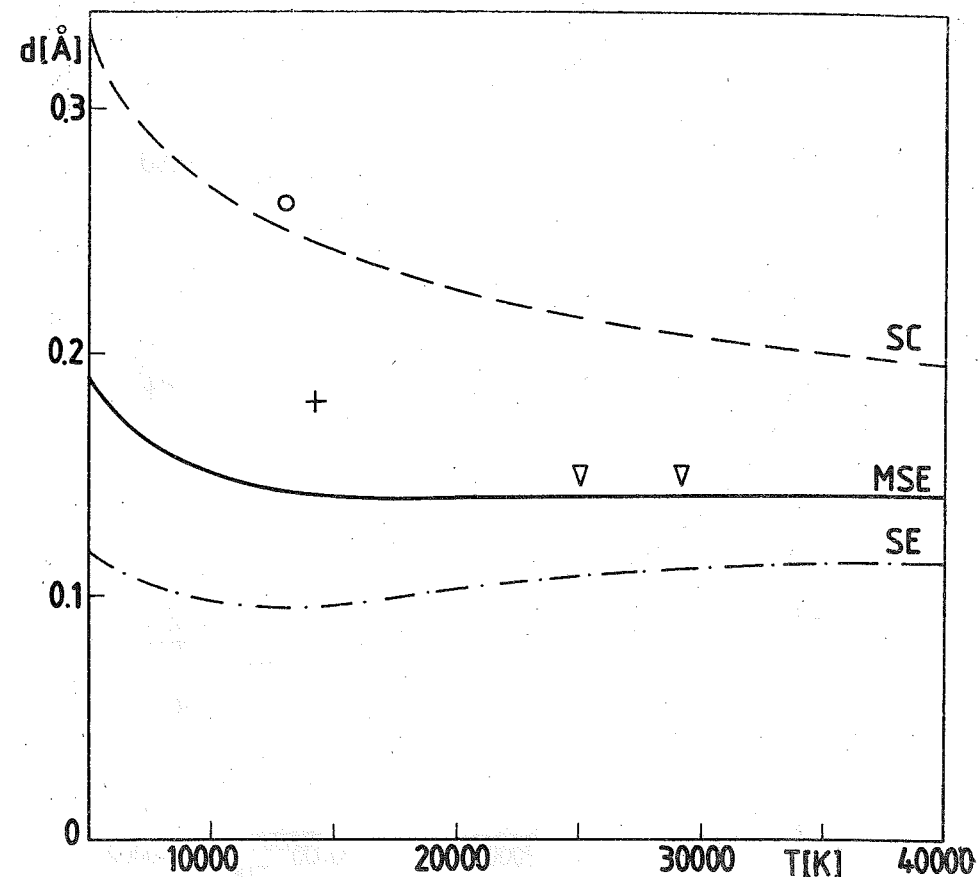
Slika 11. Elektronski sudarni pomak za multiplet:

Ca II $4p^2P^0-5s^2S$, $\lambda = 3726.5 \text{ \AA}$.

Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperimenti: + – PURIĆ i KONJEVIĆ (1972), ■ – HUHNS i KUSCH (1973), ○ – FLEURIER i dr. (1977)

Å respektivno. Uobičajeno je da se razmatra i slaganje eksperimenata sa teorijom, tj. odnos eksperimentalnih prema teorijskim rezultatima. Taj odnos iznosi u ovom slučaju 1,53, 2,91, 0,83 respektivno.

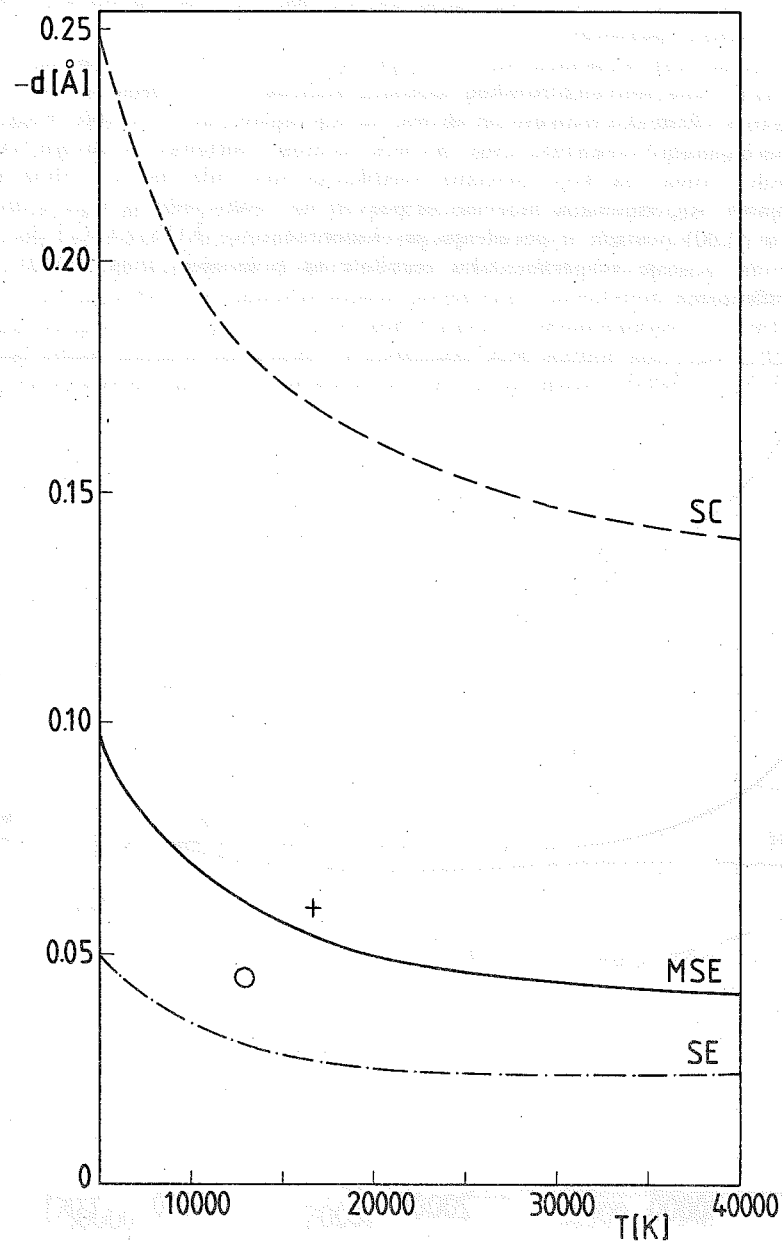
Modifikovana semiempirijska formula (2.18) je u trećem poglavlju ovog rada primenjena u proračunu elektronskog sudarnog pomaka za 13 ultraljubičastih multiplata jednostruko i višestruko jonizovanih atoma, za koje uglavnom ne postoje drugi teorijski (ni eksperimentalni) rezultati. Što se tiče tačnosti formule u slučaju višestruko jonizovanih atoma, za koje precizna verifikacija nije bila moguća zbog odsustva odgovarajućih eksperimenata, možemo se pozvati na visoku tačnost koju je formula za poluširinu (2.20) postigla u poređenju sa eksperimentima (KONJEVIĆ i dr. 1984), s obzirom da postoje eksperimentalni rezultati za poluširine linija dvaput i triput jonizovanih atoma.



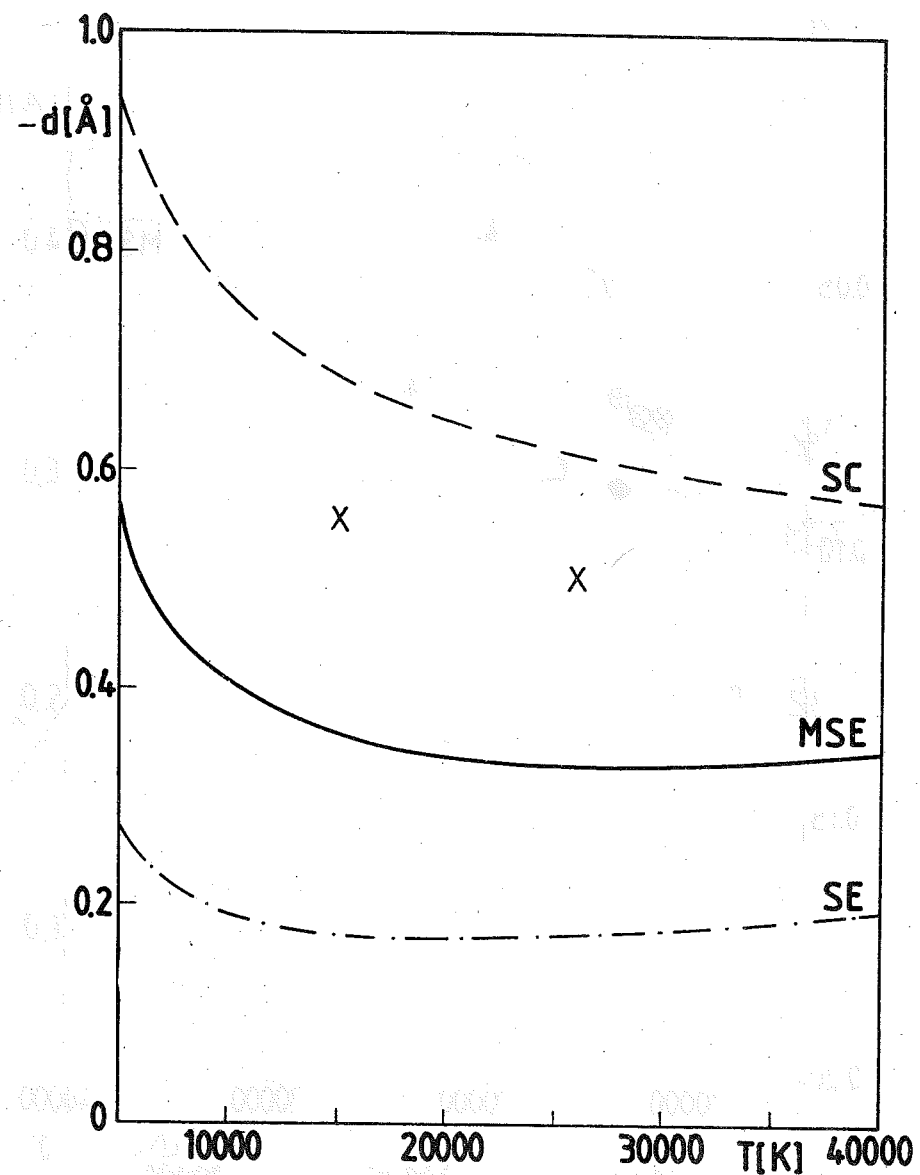
Slika 12. Elektronski sudarni pomak za multiplet:

Ca II $4p^2P^0-4d^2D$, $\lambda = 3172.6 \text{ \AA}$.

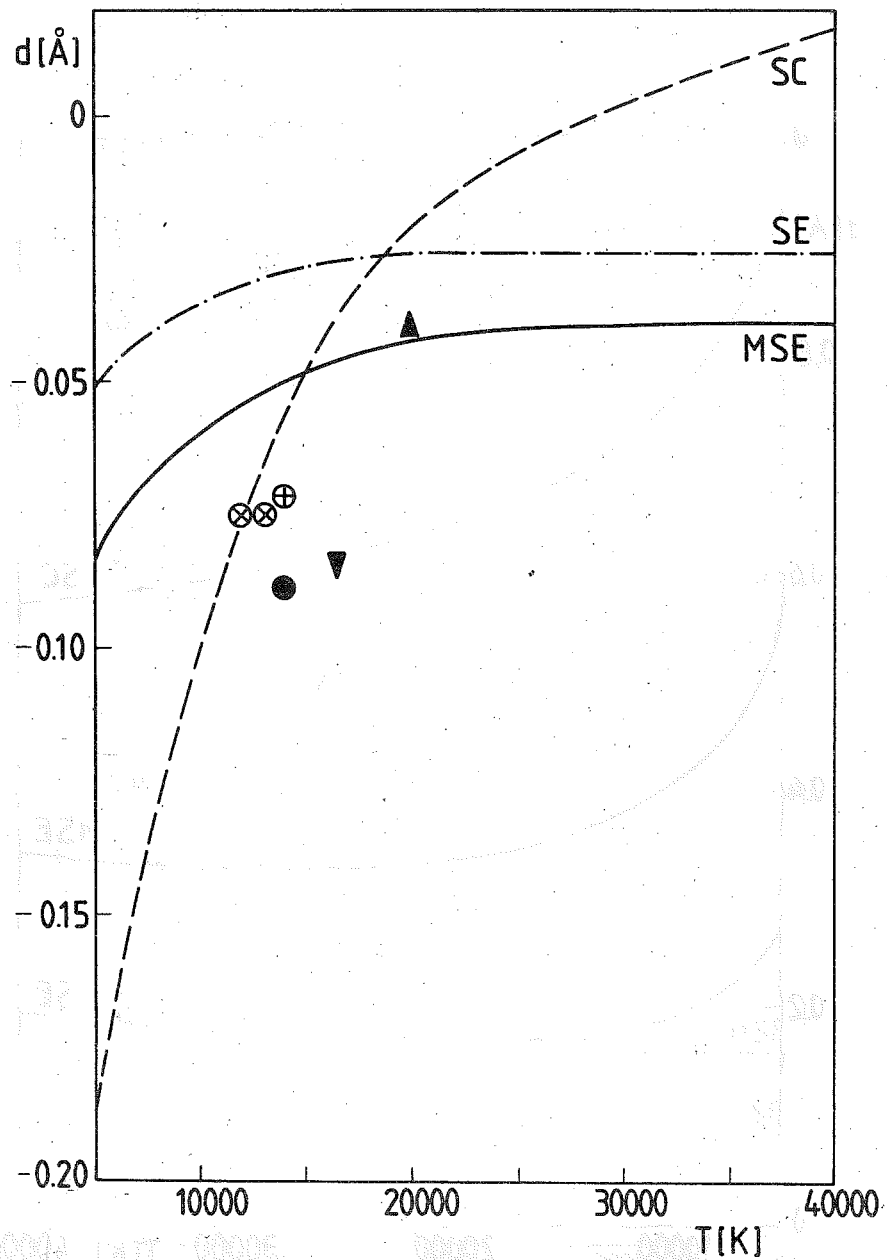
Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperimenti: + – PURIĆ i KONJEVIĆ (1972), ▽ – HADŽIOMERSPAHIĆ i dr. (1973), ○ – FLEURIER i dr. (1977)



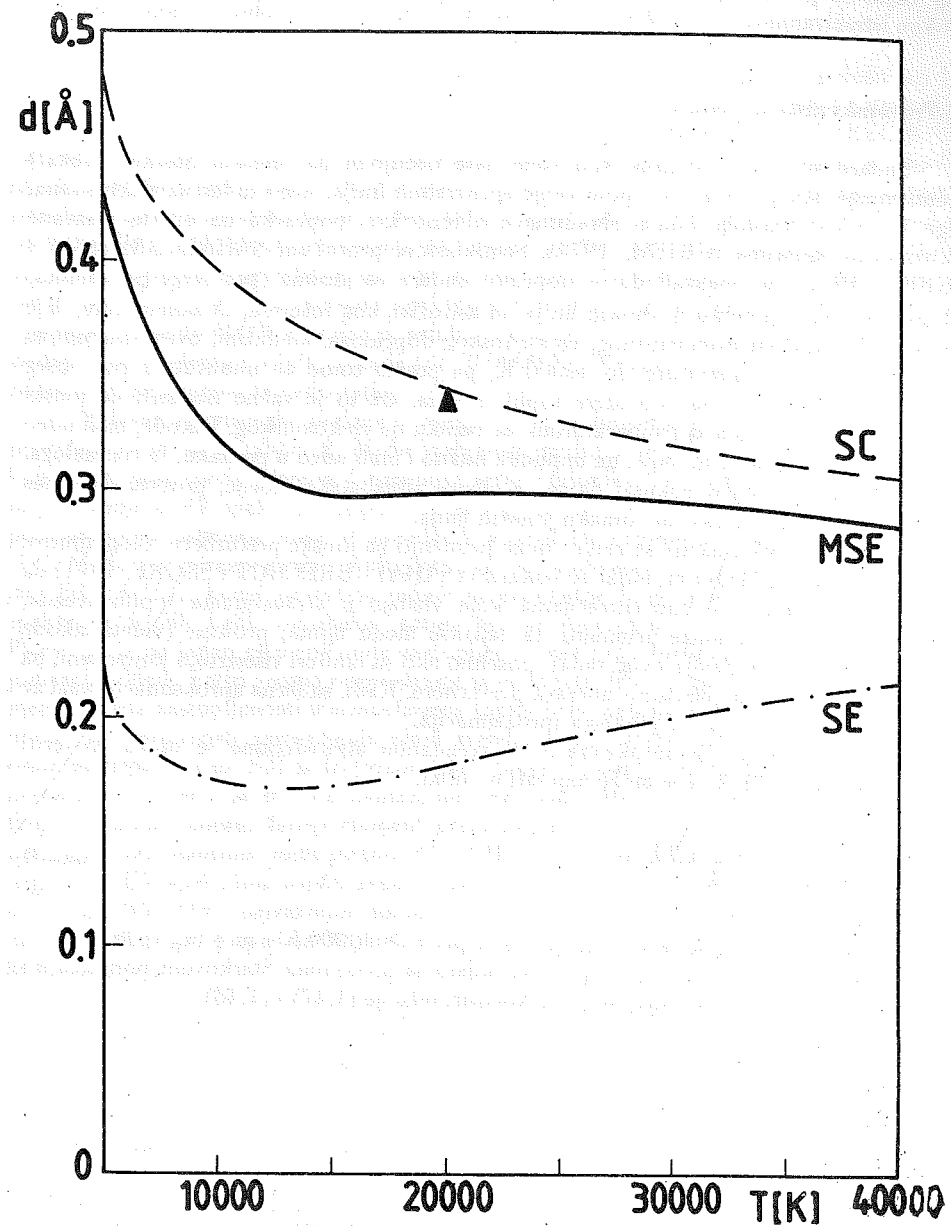
Slika 13. Elektronski sudarni pomak za multiplet:
 $Ba II 6s^2S-6p^2P^0$, $\lambda = 4675.3 \text{ \AA}$
 Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperimenti: + – PURIĆ i KONJEVIĆ (1972), o – FLEURIER i dr. (1977)



Slika 14. Elektronski sudarni pomak za multiplet:
 $Al II 4s^3S-4p^3P^0$, $\lambda = 7049.3 \text{ \AA}$
 Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperiment: x – LAKIĆEVIĆ i dr. (1981)



Slika 15. Elektronski sudarni pomak za multiplet:
 $\text{Ar II } 4s^4P-4p^4P^0$, $\lambda = 3801.4 \text{ \AA}$.
 Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperimenti:
 \otimes – POPENOE i SHUMAKER (1965), \oplus – POWEL (1966), \bullet – BLANDIN i dr. (1968), \blacktriangle – MORRIS i MORRIS (1970), \blacktriangledown – LABAT i dr. (1974)



Slika 16. Elektronski sudarni pomak za multiplet:
 $\text{Ar II } 4p^4P^0-5s^4P$, $\lambda = 3734.0 \text{ \AA}$.
 Teorijski proračuni: MSE – modifikovani semiempirijski; SE – semiempirijski prema GRIEMU (1968); SC – semiklasični (JONES i dr., 1971). Eksperiment: \blacktriangle – MORRIS i MORRIS (1970)

Jednostavnost u primeni, brzina u dobijanju rezultata i prikazana tačnost su odlike zbog kojih bi predstavljeni metod mogao naći primenu u mnogim astrofizičkim, a i fizičkim istraživanjima.

2.2. Protonski sudarni pomak

Sudari sa jonima (izuzev kod elemenata osetljivih na linearni Štarkov efekat) obično manje utiču na širenje i pomeranje spektralnih linija, nego sudari sa elektronima. Stoga se uticaj jonskih sudara obračunava obično kao popravka na efekte izazvane elektronskim sudarima (GRIEM, 1974). Semiklasični proračuni SAHAL-BRÉCHOT i SEGREA (1971) su pokazali da je doprinos sudara sa jonima (pre svega protonima) poluširinama ultraljubičastih jonskih linija od astrofizičkog interesa, ili zanemarljiv, ili je u granicama tačnosti dominantnog, elektronskog doprinosa. Međutim, ovi proračuni su izvedeni samo za temperature do 40000 K, pa prema tome ne obuhvataju ceo opseg temperatura relevantan za atmosfere toplih zvezda. Uz to je važno naglasiti da jonski doprinos ima trend rasta sa temperaturom, za razliku od elektronskog. Takođe, mali udeo jonskih sudara u poluširini linije, ne implicira nužno i mali udeo u pomaku. Iz tih razloga, u ovom radu je učinjen pokušaj da se, u okviru adijabatske teorije, proceni doprinos sudara sa protonima Štarkovom pomaku jonskih linija.

Sudarna aproksimacija se retko može primeniti na jonske perturbacije, zbog njihove slabe pokretljivosti. Međutim, može se pokazati (SAHAL-BRÉCHOT i SEGREA, 1971) da se pri temperaturama i koncentracijama koje vladaju u atmosferama toplih zvezda, sudarna aproksimacija može primeniti na najlakše među njima, protone (videti takođe odeljak 3.1. trećeg poglavlja ovog rada), posebno ako su emiteri višestruko jonizovani, pa njihovo Kulonovo polje dodatno ubrzava perturbacije. Kada sudarna aproksimacija važi za jone, tada po pravilu važi i adijabatska aproksimacija.

Važenje adijabatske aproksimacije u zvezdanim atmosferama se može proveriti pomoću uslova (1.52), koji se može napisati u obliku

$$T < \frac{\pi m}{8k} \left(\frac{\rho_{eff} \Delta E_j}{2h} \right)^2 \quad (2.23)$$

Zbog velikih vrednosti z (relacija 1.45), pri $T > 20000$ K i $m = m_p$ (gde je m_p – masa protona), za izračunavanje doprinosa sudara sa protonima Štarkovom pomeranju i širenju jonskih spektralnih linija, mogu se koristiti relacije (1.47) i (1.48).

3. ŠTARKOV POMAK ASTROFIZIČKI ZNAČAJNIH JONSKIH LINIJA

3.1. Štarkov pomak linija u 13 jonskih ultraljubičastih multipleta

Izračunali smo, na osnovu već opisane teorije, Štarkove pomake (i poluširine) 13 multipleta, posle vodonika i helijuma u zvezdanim atmosferama najzastupljenijih elemenata O, C, N, Si. Ove linije su ranije bile tretirane u radu SAHAL-BRÉCHOT i SEGREA (1971), koji sadrži proračune elektronskog i jonskog sudarnog širenja za oko 30 najvažnijih UV multipleta različitih jona C, N, O, Si i S, i namenjen je prvenstveno astrofizičkim primenama. To je dosad najznačajniji, ali po mnogo čemu i jedini rad te vrste, koji se sve do danas primenjuje na sintezu profila spektralnih linija (npr. HENRY i dr, 1985). I pored svog velikog značaja taj rad ima i dva nedostatka: prvo, izračunate su samo poluširine, a ne i pomaci spektralnih linija; i drugo, podaci su dobijeni na temperaturama do 40000 K, čime ni približno nije pokriven ceo interval temperatura koje vladaju u atmosferama toplih zvezda (do 300000 K). Mi smo u ovom radu pokušali da u potpunosti izbegnemo te nedostatke.

Relevantni atomski podaci o multipletima i linijama za koje su ovde izvršeni proračuni, dati su u tablici 2. Među izabranim multipletima ima 8 rezonantnih, među kojima su, posle prvih članova Lajmanove serije vodonika, i uz neke linije jona He i Fe, i najjače linije u UV spektrima toplih zvezda. Tu su izuzetno važne, i nezaobilazne u svim proučavanjima isticanja mase iz zvezdanih atmosfera, rezonantne linije SiIV, CIV, NV, OVI. Među pet nerezonantnih multipleta koji su obuhvaćeni ovim istraživanjem su jedan jak, SiII (4 UV), kome pripadaju jedine nerezonantne linije metala dosad otkrivene u spektrima toplih belih patuljaka, zatim dva sa umerenim i dva sa slabim linijama. Planirano je da jedan element bude zastupljen sa više linija različitih jačina i u više stanja jonizacije. Među četiri veoma rasprostranjena elementa, izbor je pao baš na silicijum, zbog njegove česte zastupljenosti u atmosferama toplih belih patuljaka, kako bi ovo istraživanje dobilo na potpunosti zastupljenih klasa zvezdanih atmosfera. Silicijum je zastupljen sa osam multipleta, i to: SiII sa tri (rezonantan, umeren i slab); SiIII sa dva (rezonantan i jak nerezonantan); SiIV sa tri (rezonantan, umeren i slab). Među njima su sve slabe i umerene linije u našem izboru. Drugi element predstavljen u tri stanja jonizacije je ugljenik – zastupljen rezonantnim multipletima CII, CIII, CIV, među kojima je poslednji jedan od najjačih u UV spektrima toplih zvezda. Azot i kiseonik su predstavljeni samo rezonantnim dubletima NV i OVI, najvažnijim linijama svojih elemenata u UV spektru. Treba primetiti da CIV, NV i OVI pripadaju litijumu sličnim jonima, odnosno litijumovom izoelektronskom nizu.

3.1.1. Primenljivost aproksimacija

Recimo pre svega, nekoliko reči o primenljivosti najopštijih aproksimacija (za koje i postoje dobro definisani kriterijumi važenja) upotrebljenih u proračunima, na izabrane multiplete.

Primenljivost aproksimacija je proveravana na osnovu numeričkih kriterijuma (1.2), (1.3), (1.13) i (2.23). Rezultati provera su prikazani u tablici 3. delimično preuzetaj iz rada SAHAL-BRÉCHOT i SEGREA (1971). Važenje sudarne aproksimacije je proveravano na $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, tipičnoj gustini za zvezdane atmosfere i $T = 20000$ K, što je blizu donje granice temperatura koje se javljaju u atmosferama toplih zvezda. Tipično trajanje sudara je dobijeno kao ρ_{eff}/v_{sr} , pri čemu je tipični sudarni parametar

TABLICA 2. Atomski podaci o razmatranim linijama: oznaka multiplleta, broj multiplleta, energija jonizacije, talasna dužina, energije donjeg i gornjeg nivoa, statističke težine donjeg i gornjeg nivoa, jačina oscilatora. Podaci dati masnim slovima odnose se na multipllet u celini. (Prema WIESE i dr., 1966; 1969)

Multipllet	N^2	$E_{ion} [cm^{-1}]$	$\lambda [Å]$	$E_L [cm^{-1}]$	$E_U [cm^{-1}]$	g_L	g_U	f_{lu}
Si II $3s^2 3p-3s^2(1s)3d$	$2P^0-2D$	4 UV	131838.4	1263.3	191 79349	6 10	1.2	
				1264.73	287 79355	4 6	1.1	
				1260.42	0 79339	2 4	1.2	
				1265.02	287 79339	4 4	0.12	
Si II $3s^2 3d-3s^2(1s)5f$	$2D-2F^0$	17 UV	131838.4	2905.2	79349 113760	10 14	0.13	
				2905.69	79355 113760	6 8	0.12	
				2904.28	79339 113760	4 6	0.13	
				2905.7	79355 113760	6 6	0.0060	
Si II $3s^2 3d-3s^2(1s)6f$	$2D-2F^0$	18 UV	131838.4	2501.6	79349 119312	10 14	0.054	
				2501.97	79355 119312	6 8	0.051	
				2500.93	79339 119312	4 6	0.053	
				2502.0	79355 119312	6 6	0.0026	
Si III $3s^2-3s(2s)3p$	$1S-1P^0$	2 UV	270139.3	1206.51	0 82884	1 3	1.70	
Si III $3s3p-3p^2$	$3P^0-3P$	4 UV	270139.3	1298.9	52984 129971	9 9	0.564	
				1298.96	53115 130101	5 5	0.423	
				1298.89	52853 129842	3 3	0.141	
				1303.32	53115 129842	5 3	0.140	
				1301.15	52853 129708	3 1	0.188	
				1294.54	52853 130101	3 5	0.235	
				1296.73	52725 129842	1 3	0.565	
Si IV $3s-3p$	$2S-2P^0$	1 UV	364093.1	1396.7	0 71595	2 6	0.803	
				1393.76	0 71749	2 4	0.536	
				1402.77	0 71268	2 2	0.266	
Si IV $4d-6p$	$2D-2P^0$	23 UV	364093.1	1796.6	250008 305668	10 6	0.0254	
				1796.16	250008 305682	6 4	0.0253	
				1795.50	250008 305641	4 2	0.0210	
				1796.17	250008 305682	4 4	0.00421	
Si IV $4f-6d$	$2F^0-2D$	27 UV	364093.1	1672.61	254128 313915	14 10	0.0036	
C II $2s^2 2p-2s2p^2$	$2P^0-2D$	1 UV	196664.7	1335.3	43 74932	6 10	0.27	
				1335.71	64 74931	4 6	0.24	
				1334.53	0 74933	2 4	0.26	
				1335.66	64 74933	4 4	0.027	
C III $2s^2-2s(2s)2p$	$1S-1P^0$	1 UV	386241	977.026	0 102351	1 3	0.81	
C IV $2s-2p$	$2S-2P^0$	1 UV	520178.4	1549.1	0 64555	2 6	0.286	
				1548.20	0 64591	2 4	0.190	
				1550.77	0 64484	2 2	0.0950	
N V $2s-2p$	$2S-2P^0$	1 UV	789532.9	1240.1	0 80673	2 6	0.234	
				1238.81	0 80723	2 4	0.156	
				1242.80	0 80465	2 2	0.0778	
O VI $2s-2p$	$2S-2P^0$	1 UV	1114008	1033.8	0 96730	2 6	0.196	
				1031.95	0 96908	2 4	0.131	
				1037.63	0 96375	2 2	0.0648	

ρ_{eff} određen a posteriori, tako što je prvo izračunat efektivni presek σ , pa je onda pretpostavljeno: $\sigma = \pi \rho_{eff}^2$.

Primenljivost sudarne aproksimacije (kriterijumi (1.2) i (1.3) na elektrone kao perturbere, bila je gotovo a priori jasna – rezultati u tablici 3. to i potvrđuju. Potvrđena je i primenljivost na protone kao perturbere. Uslov (1.2) strogo je zadovoljen, dok narušavanje uslova (1.3) u dalekim krilima (100 Å) ne remeti ukupan profil stvoren

TABLICA 3. Primenljivost aproksimacija upotrebljenih u proračunu Štarkovog pomaka ρ_{eff} : tipični sudarni parametar (u atomskim jedinicama) dobijen za $T = 20000$ K; r : tipično trajanje sudara na $T = 20000$ K; γ : poluširina linije na $N = 10^{14} cm^{-3}$ i $T = 20000$ K; $\Delta\omega$: tačka profila na $\Delta\lambda \approx 100$ Å; ΔE : tipični interval između interagujućih nivoa (u eV); T_{lim} : temperatura (u K) ispod koje važi adijabatska aproksimacija, u skladu sa (2.23), za protone kao perturbere. Podaci su delimično preuzeti iz rada SAHAL-BRÉCHOT i SEGREA (1971)

Multipllet	ρ_{eff}	γr	$\tau \Delta\omega$	ΔE	T_{lim} protoni
Si II (UV 4)	18	3E-6	1	3	2.5E9
Si II (UV 17)	90	2E-4	5	0.05	7.7E6
Si II (UV 18)	150	1E-3	9	0.03	1.1E7
Si III (UV 2)	10	6E-7	0.6	9	9.0E8
Si III (UV 4)	14	1.5E-6	0.8	9	1.2E9
Si IV (UV 1)	10	6E-7	0.6	9	2.2E8
Si IV (UV 23)	60	6E-5	4	0.5	1.9E8
Si IV (UV 27)	100	3E-4	6	0.002	7.7E4
C II (UV 1)	6	1.5E-7	0.4	9	6.2E8
C III (UV 1)	7	2.5E-7	0.4	5	4.8E7
C IV (UV 1)	7	2E-7	0.4	8	2.0E7
N V (UV 1)	7	2E-7	0.4	10	7.7E6
O VI (UV 1)	7	2E-7	0.4	12	5.4E6

sudarima sa protonima za više od 5% (SAHAL-BRÉCHOT i SEGRE, 1971). Pritom, na temperaturama većim od 20000 K mora doći do još strožije zadovoljenosti oba uslova.

Da uslov (1.13) vezan za semiklasičnu aproksimaciju, nije strogo zadovoljen, relativno je česta pojava u primenama teorije Štarkovog širenja. Ipak, primećeno je da semiklasična teorija daje zadovoljavajuće rezultate i pri znatno nepovoljnijim odnosima $\Delta E/kT$, kakvi se mogu javiti u laboratoriji. Možemo reći da sigurnijem važenju semiklasične aproksimacije doprinose visoke temperature koje vladaju u atmosferama toplih zvezda.

Uslov da talasni paketi perturbirera imaju dovoljno male dimenzije se može izraziti kao (SAHAL-BRÉCHOT, 1969a)

$$\Lambda_p \ll \rho \quad (3.1)$$

gde je Λ_p de Brojjeva talasna dužina perturbirera, a ρ sudarni parametar. Ovo se može napisati kao

$$\frac{m_p \rho v}{\hbar} \equiv \ell \gg 1 \quad (3.2)$$

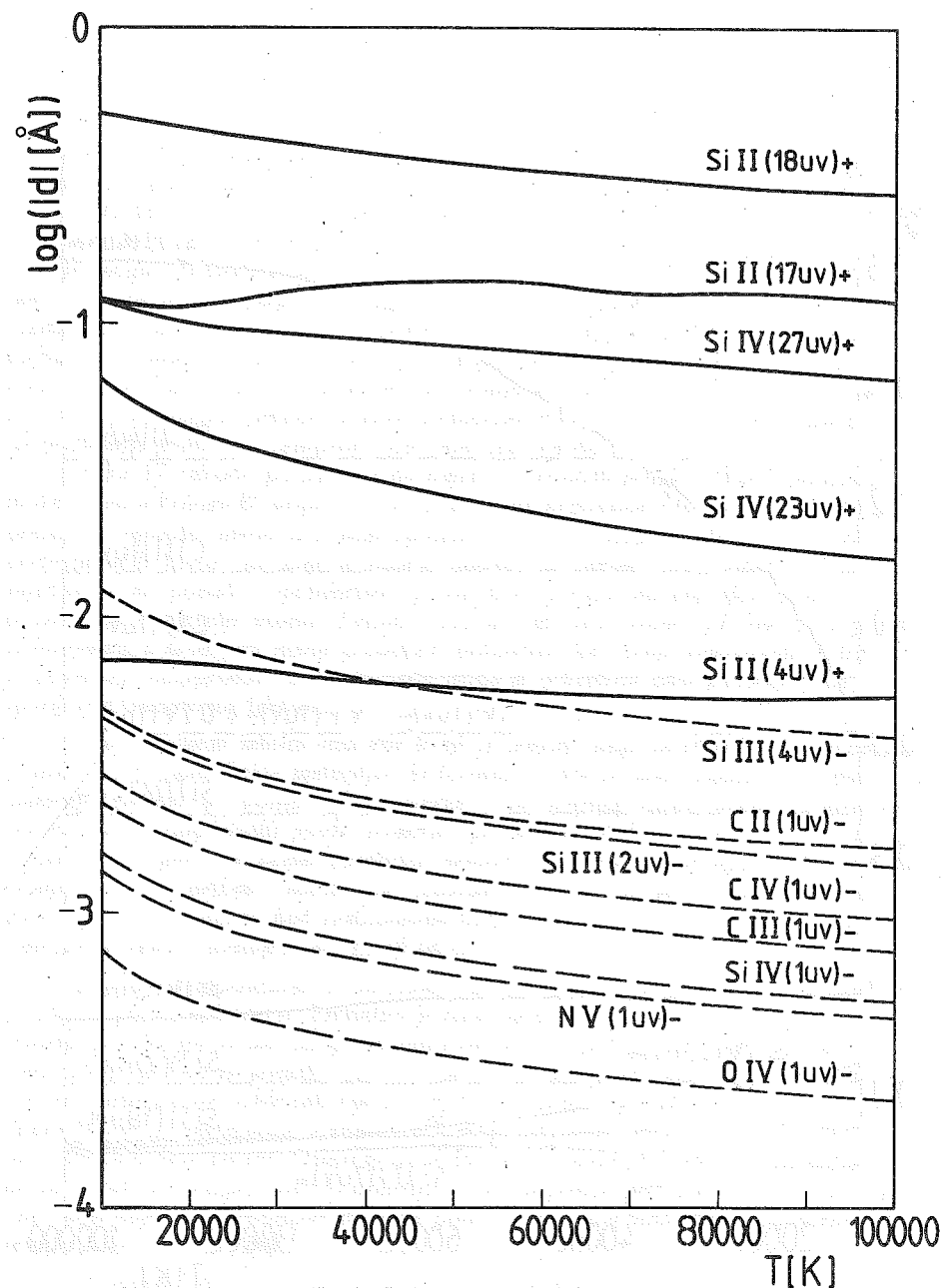
gde je ℓ orbitalni ugaoni moment perturbirera. Kvantna teorija sudara je pokazala (BELY i dr, 1963) da je zbog dugog dometa Kulonovog polja tipična vrednost ℓ veća prilikom sudara sa jonskim nego sa neutralnim emiterima, i da raste sa naelektrisanjem jona.

Sa porastom stepena jonizacije brzo opadaju i prostorne dimenzije jonskog emitira, što zajedno sa pojačanjem Kulonovog polja čini zanemarljivim izmenske efekte u interakciji emiter-perturber, koje inače samiklasična teorija nije u stanju da obračuna. Na osnovu ovoga se može zaključiti (BELY i VAN REGEMORTER, 1970) da sa porastom jonizacije emitira, aproksimativni metodi postaju sve tačniji, što je značajno za predmet ovog rada.

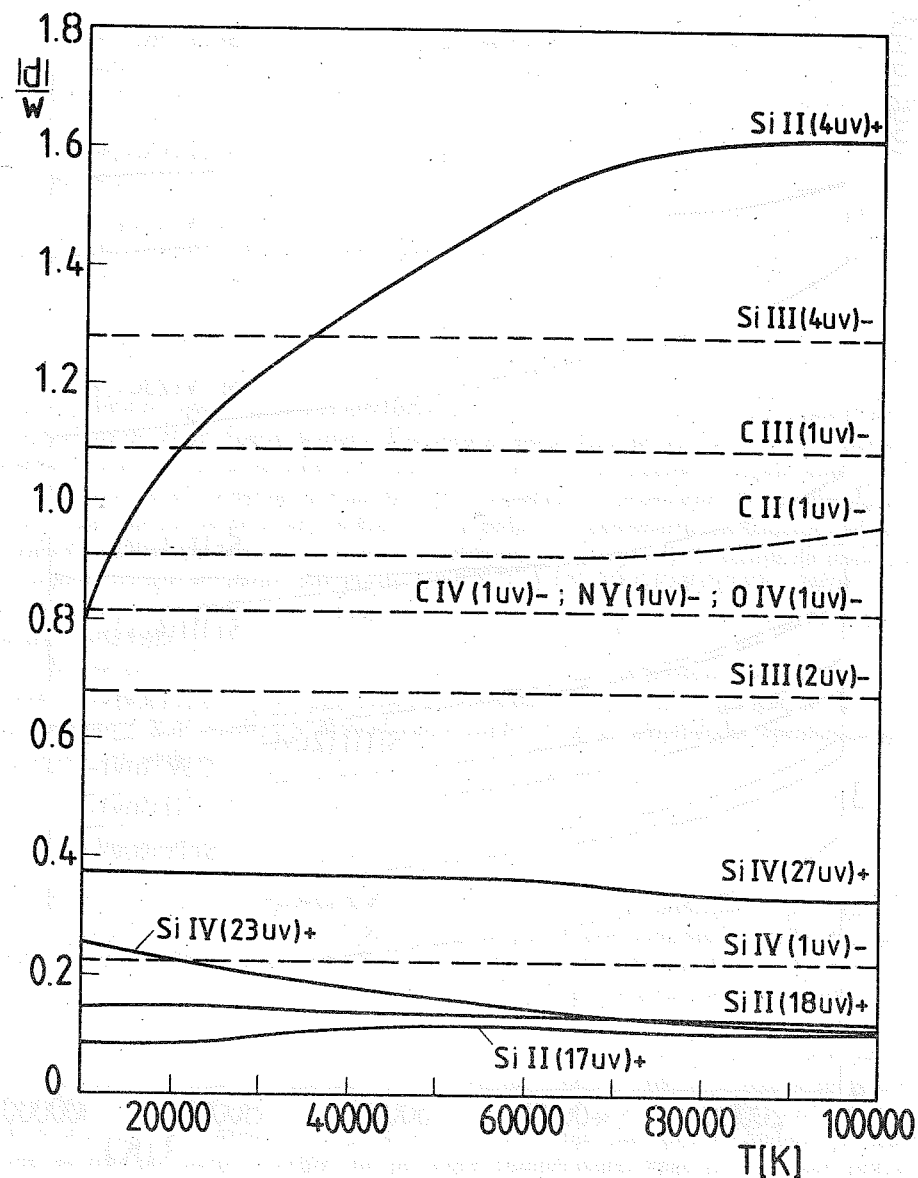
Što se tiče primenljivosti adijabatske aproksimacije na protone kao perturbirere, na osnovu uslova (2.23) i poslednje kolone u tablici 3. možemo zaključiti da je na temperaturama koje vladaju u atmosferama toplih zvezda, adijabatska aproksimacija u potpunosti zadovoljena.

3.1.2. Rezultati proračuna

Štarkovi pomaci (i poluširine) izabranih UV jonskih multipleta (pobrojanih u tablici 2.) izračunati su na osnovu teorije predstavljene u prethodnom poglavlju. Rezultati su dati u tabličnoj formi u Prilogu B, a predstavljani su i na slikama 17–23. Proračuni su izvršeni za gustinu perturbirera $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, koja je tipična za laboratorijske uslove i za atmosfere zvezda sa povećanom površinskom gravitacijom. Zavisnost pomaka i poluširine linija od gustine perturbirera je linearna u celom opsegu elektronskih i protonskih gustina koje se javljaju u atmosferama toplih zvezda. Temperaturski inteval u kojem su izvršeni proračuni iznosi 5000–30000 K, i obuhvata praktično sve temperature koje se mogu javiti u atmosferama zvezda u kojima su izabrane linije zastupljene. Sudarni pomak i širenje su obično manje osetljivi na promene temperature, nego na promene pritiska (odnosno koncentracije perturbirera), što se pokazalo i u ovom slučaju. Pored toga, koncentracije čestica se u zvezdanim atmosferama menjaju u mnogo većem opsegu (7–8 redova veličine), nego temperature (1–2 reda veličine).



Slika 17. Elektronski sudarni pomaci UV jonskih linija pri $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u zavisnosti od temperature. Znak minus uz oznaku multipleta znači da je pomak plavi, a znak plus da je crveni.



Slika 18. Odnos elektronskog sudarnog pomaka i polupoluširine UV jonskih linija, u zavisnosti od temperature. Multiplieti koji imaju plavi pomak označeni su znakom minus.

Na slici 17. prikazani su, u logaritamskoj skali, elektronski sudarni pomaci svih izabranih multiplleta, u zavisnosti od temperature (u opsegu 10000–100000 K, koji je najčešći u atmosferama toplih zvezda). Oni su tu upoređeni po apsolutnoj veličini, jer ima linija i sa crvenim (pozitivnim) i sa plavim (negativnim) pomakom. Elektronski sudarni pomak je izdvojen kao dominantan, a i zbog toga što upotrebljena teorija ne daje apriorni analitički oblik temperaturske zavisnosti.

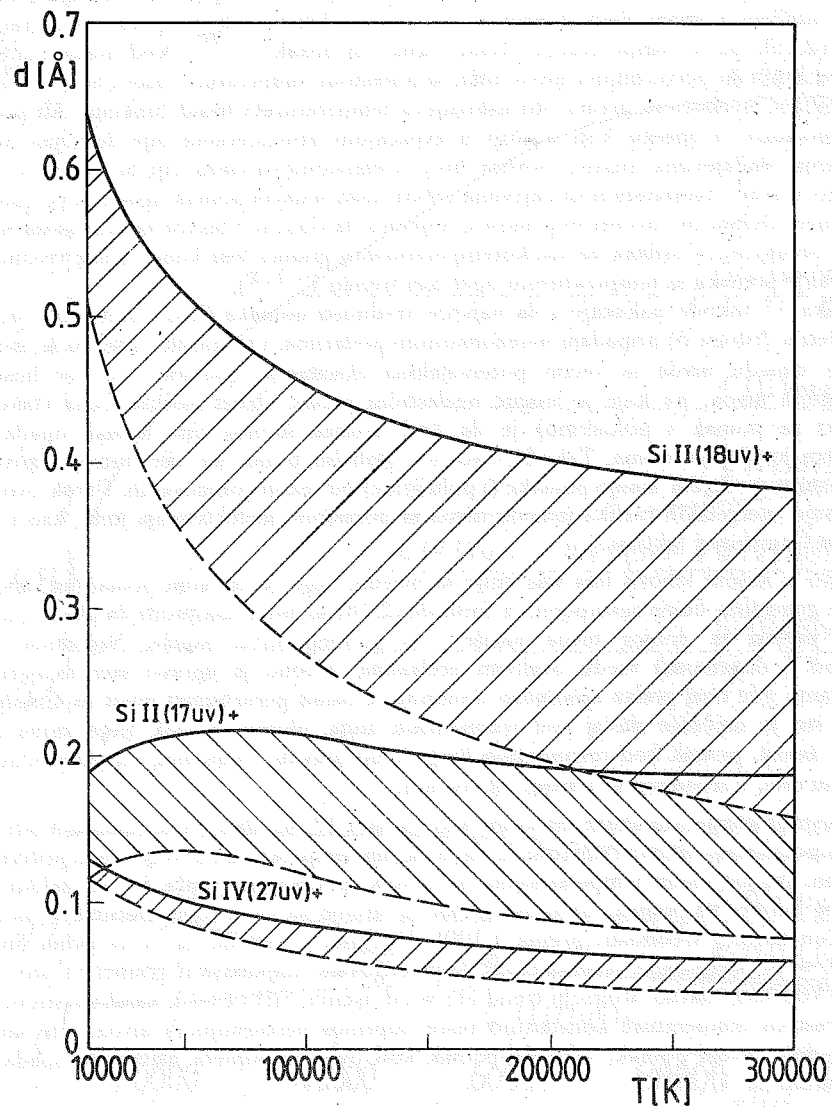
Može se primetiti da su kod većine rezonantnih linija najbliži perturbujući nivoi prilično udaljeni i imaju mali doprinos, te smo u oblasti niskotemperaturske granice formule (2.18), pa je temperaturski trend jednak ili blizak $T^{-1/2}$. Kod nerezonantnih linija, kod kojih su perturbujući nivoi bliži, sa porastom temperature raste i broj nivoa na koje je moguć neelastični prelaz, što usloznjava temperaturski trend funkcija. Ali pošto rast temperature u opsegu koji postoji u zvezdanim atmosferama nije dovoljan da u razmatranim slučajevima znatno poveća broj neelastičnih prelaza čiji bi doprinos bio merljiv, to u svim razmatranim slučajevima elektronski sudarni pomak opada sa porastom temperature. Delimično ovome doprinosi i činjenica da Gauntov faktor za pomak izveden u okviru predloženog prilaza na visokotemperaturskoj granici teži konstantnoj vrednosti (te ponašanje pomaka sa temperaturom opet teži trendu $T^{-1/2}$).

Slika 17 takođe pokazuje i da najveće vrednosti pomaka (kao i poluširine, što se može videti u Prilogu B) pripadaju nerezonantnim prelazima, i to utoliko više što se radi o prelazima između nivoa sa većim potencijalima ekscitacije, gde ima sve više bliskih perturbujućih nivoa, na koje je moguć neelastični prelaz. Drugi uočljiv trend (takođe povećanjem jonizacije atoma. Takođe, ovo je i globalni trend, jer više puta jonizovani atomi imaju u srednjem manje pomake (i poluširine) od manje jonizovanih. Uzrok ovome je povećanje energetskih razlika između nivoa sa porastom naelektrisanja jona, kao i sve sporiji rast Gauntovog faktora.

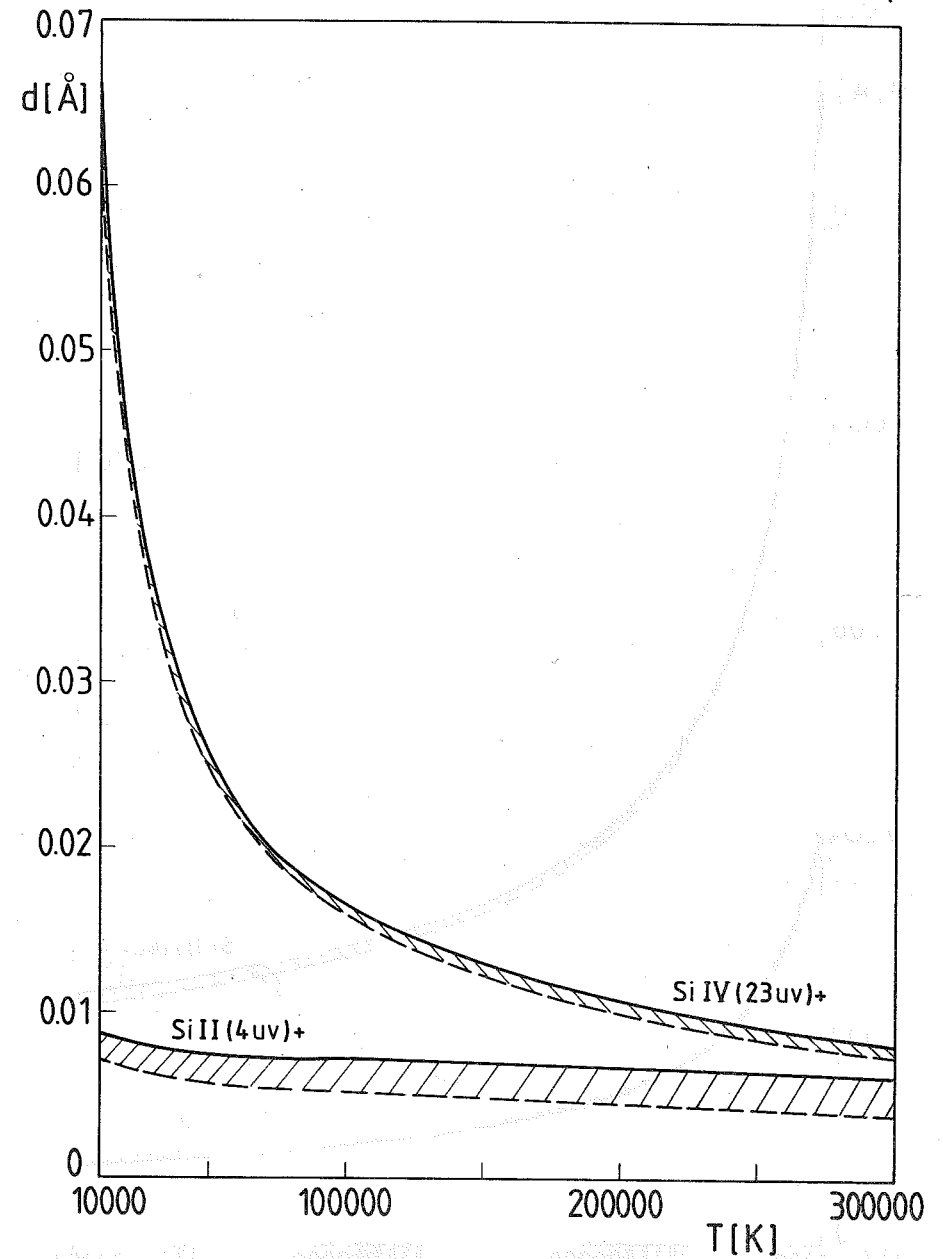
Iako u našem izboru ima više linija sa plavim, nego sa crvenim pomakom, crveni pomak je generalno češće zastupljen. Iz formule (2.18) se može zaključiti da plavi pomak izazivaju prelazi sa donjeg nivoa navise i sa gornjeg nivoa naniže. Najvažniji (po verovatnoći i doprinosu) među ovakvim prelazima, obično je upravo sam radijativni prelaz. Tamo gde ovaj prelaz apsolutno dominira, a ostali perturbujući nivoi su dovoljno udaljeni, što je najčešće slučaj kod rezonantnih linija, ukupni pomak linije može biti plavi. Na žalost, pomak kod rezonantnih linija je po pravilu i najmanji, pa plavi pomaci osim što su ređi, u srednjem su i manji od crvenih.

U istom temperaturskom intervalu kao na slici 17, na slici 18 su prikazani odnosi pomaka i poluširina, $|d|/w$. Primetno je da je na tim temperaturama ovaj odnos približno konstantan. Na još većim temperaturama on obično počinje da opada, jer za razliku od Gauntovog faktora za pomak, Gauntov faktor za širenje na visokotemperaturskoj granici ne teži konstantnoj vrednosti (prema 1.100). Uočljivo je takođe da ni za jednu liniju odnos $|d|/w$ ne nadmašuje vrednost $\sqrt{3}$, koja odgovara adijabatskoj granici (1.48). Za multiplet koji ima znatno drugačiji trend $|d|/w$ od ostalih, SiII (4 UV), karakteristično je da sa porastom temperature konstantno raste doprinos perturbujućih nivoa, i to samo onih koji daju crveni pomak, tako da pomak kod ovog multiplleta najsporije opada sa temperaturom (sl. 17, 20).

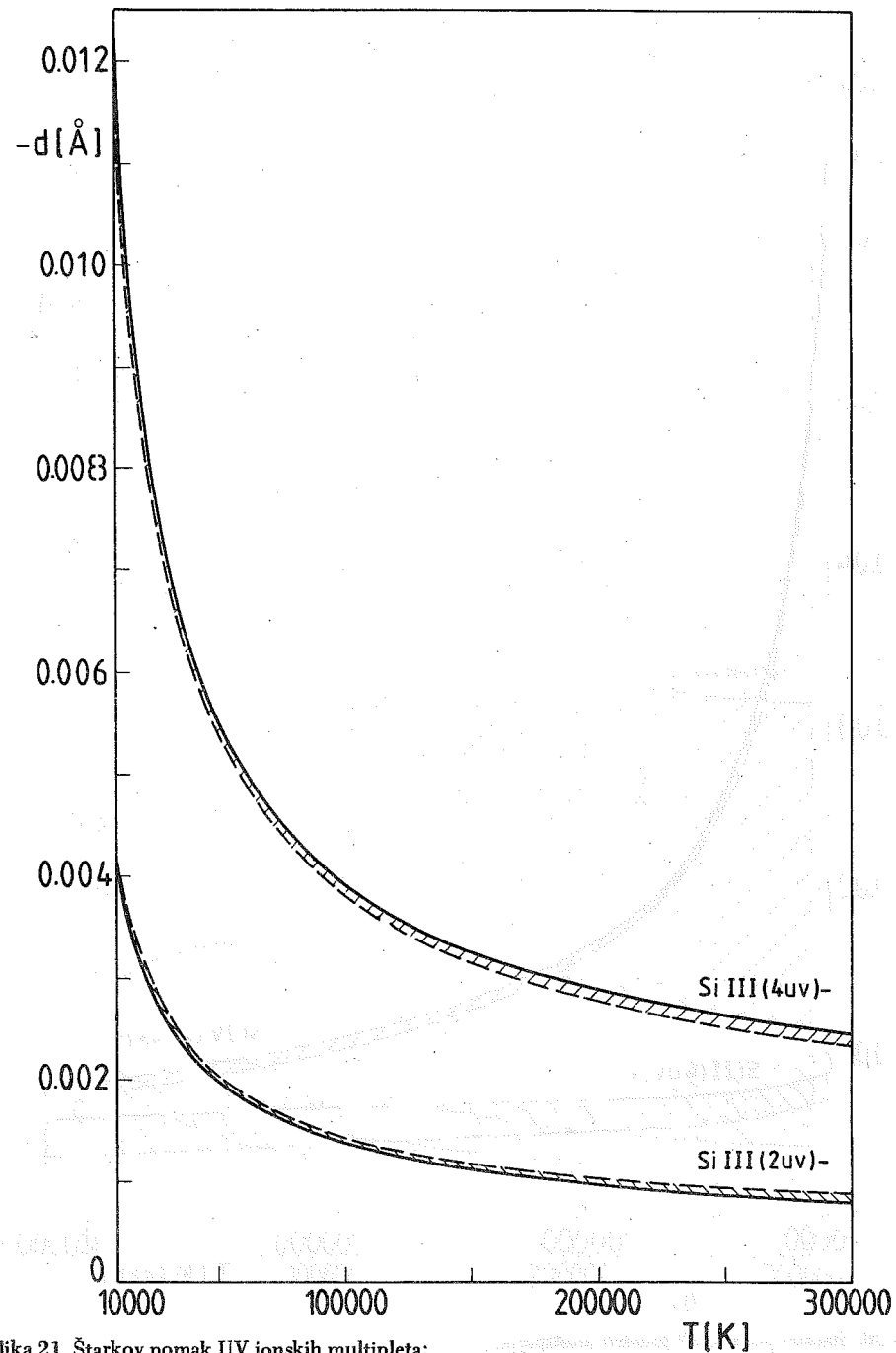
U odnosu $|d|/w$, mnogo je izraženiji trend koji prati tipove prelaza, nego stepen jonizacije. Naime dok kod nerezonantnih prelaza svi mnogobrojni bliski perturbujući nivoi zbirno doprinose širenju linije, dotle se njihovi doprinosi kad je pomak u pitanju, oduzimaju. Ovo doprinosi primetno manjem odnosu $|d|/w$ kod nerezonantnih, nego kod



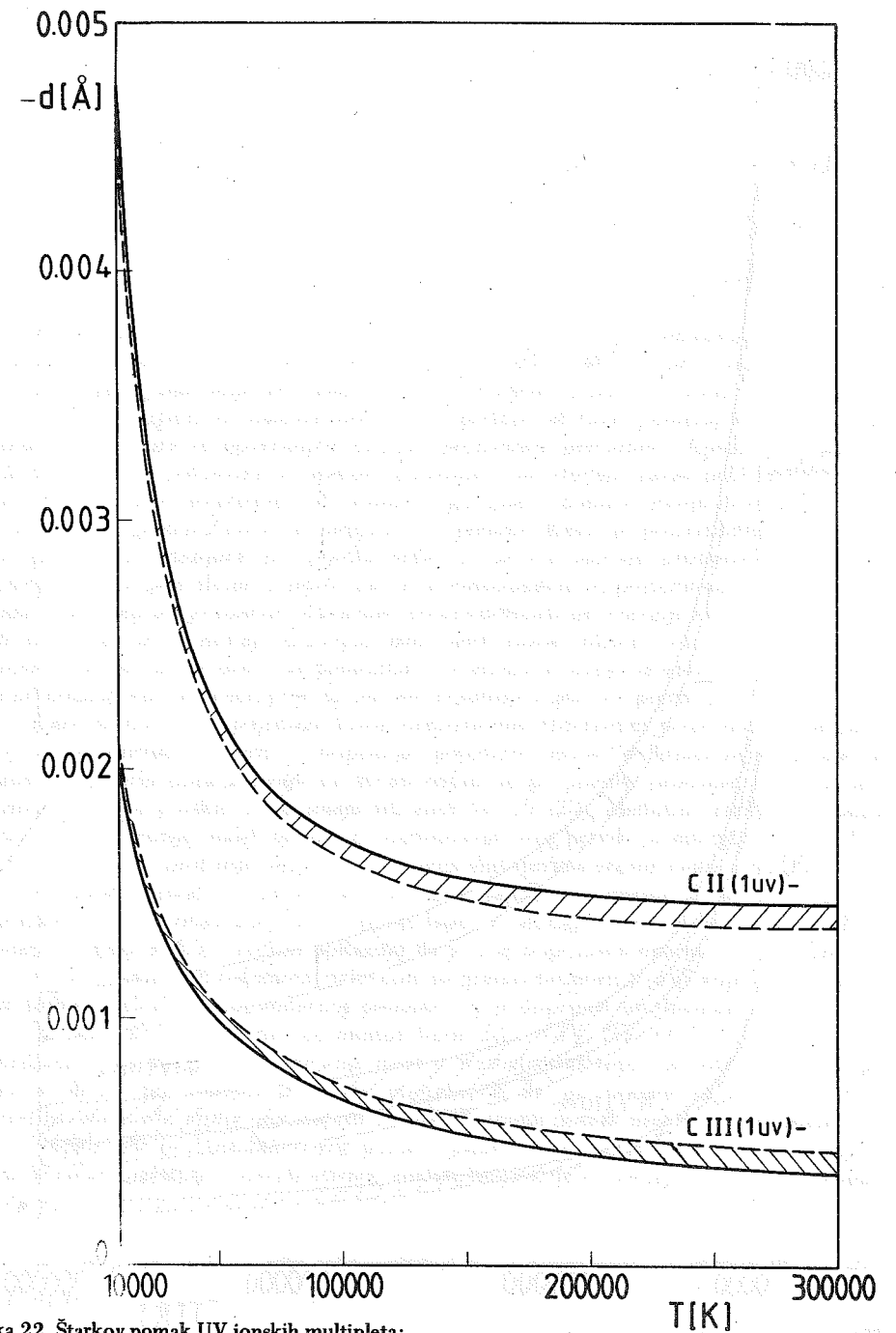
Slika 19. Štrkov pomak UV jonskih multipleta: Si II (18 UV), Si II (17 UV), Si IV (27 UV) pri $N_p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u zavisnosti od temperature. Ukupni pomak je označen punom linijom, a elektronski sudarni pomak isprekidanom. Osenčene oblasti predstavljaju udeo protonskog sudarnog pomaka.



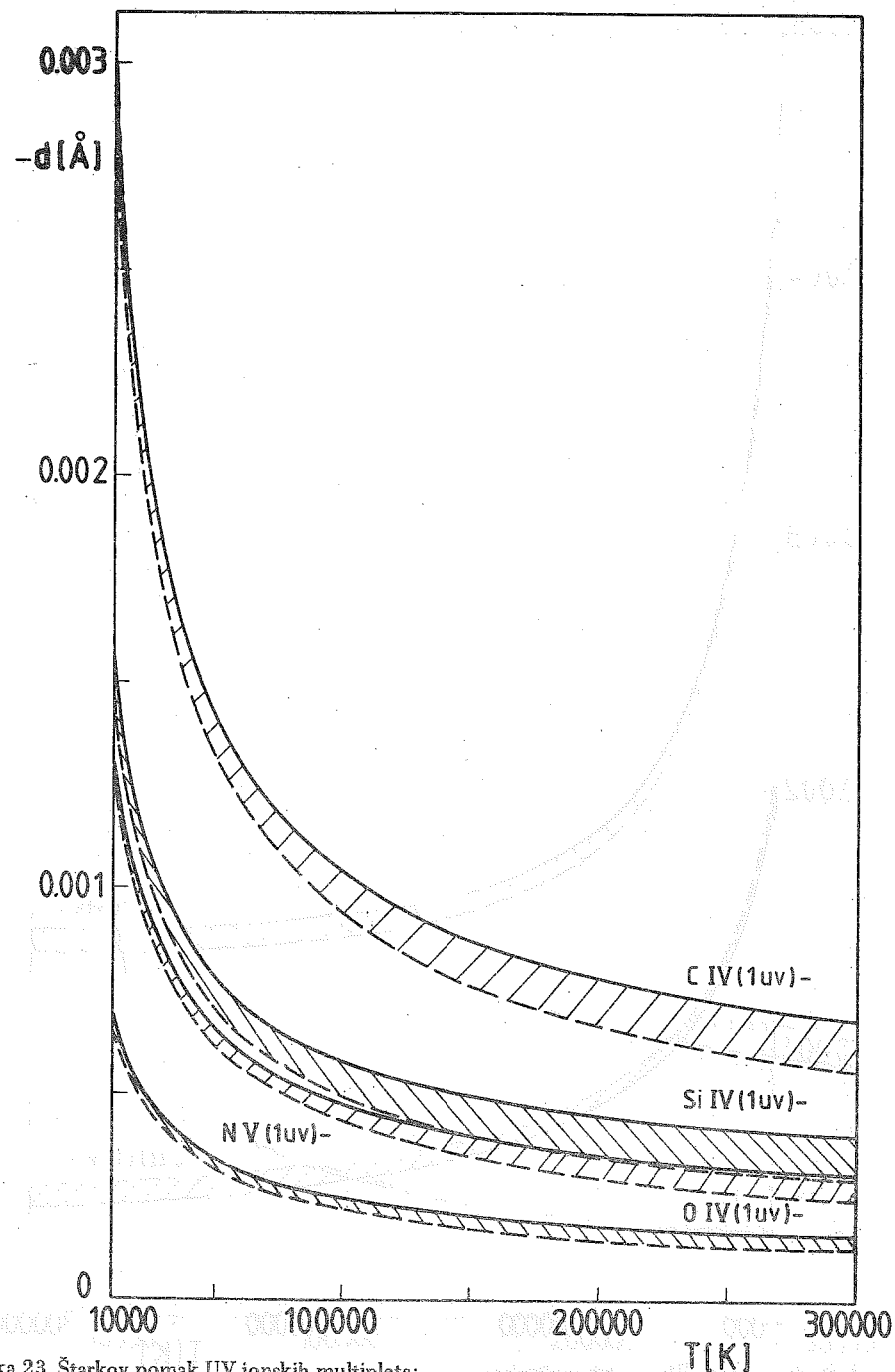
Slika 20. Štrkov pomak UV jonskih multipleta: Si IV (23 UV), Si II (4 UV) pri $N_p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u zavisnosti od temperature. Ukupni pomak je označen punom linijom, a elektronski sudarni pomak isprekidanom. Osenčene oblasti predstavljaju udeo protonskog sudarnog pomaka.



Slika 21. Štarkov pomak UV jonskih multipleta: Si III (4 UV), Si III (2 UV) pri $N_p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u zavisnosti od temperature. Ukupni pomak je označen punom linijom, a elektronski sudarni pomak isprekidanom. Osenčene oblasti predstavljaju udeo protonskog sudarnog pomaka.



Slika 22. Štarkov pomak UV jonskih multipleta: C II (1 UV), C III (1 UV) pri $N_p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u zavisnosti od temperature. Ukupni pomak je označen punom linijom, a elektronski sudarni pomak isprekidanom. Osenčene oblasti predstavljaju udeo protonskog sudarnog pomaka.



Slika 23 Štarkov pomak UV jonskih multiplleta: C IV (1 UV), Si IV (1 UV), N V (1 UV), O VI (1 UV) pri $N_p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, u zavisnosti od temperature. Ukupni pomak je označen punom linijom, a elektronski sudarni pomak isprekidanom. Osenčene oblasti predstavljaju udeo protonskog sudarnog pomaka.

rezonantnih linija. Ovo je okolnost koja, s obzirom na male vrednosti pomaka kod rezonantnih linija, olakšava eventualno merenje.

Uočljivo je, takođe, u ovom opsegu temperatura, identično ponašanje odnosa $|d|/w$ kod multiplleta koji pripadaju istom izoelektronskom nizu – (1 UV) kod CIV, NV, OVI.

Slike 19–23. pokazuju ponašanje ukupnog Štarkovog pomaka izabranih multiplleta, u celom opsegu temperatura u kom su vršeni proračuni. U odnosu na ukupni pomak, šrafirane površine na pomenutim slikama predstavljaju protonski doprinos. Već prodiskutovane osobine elektronskog udela u Štarkov pomak, mogu se, „uveličane”, pratiti i na ovim slikama.

Adijabatski protonski doprinos ima unapred poznat blag trend rasta sa temperaturom $\sim T^{1/6}$ (1.47) i konstantan odnos $|d|/w = \sqrt{3}$ (1.48). Ispod temperatura koje odgovaraju kriterijumu adijabatičnosti (2.31), procenjenih u tablici 3, sudari sa protonima nisu dovoljno energični da izazovu neelastične prelaze, ali fazni pomeraj talasne funkcije emitera polako raste sa povećanjem energije protonskih perturbera. Apsolutna vrednost pomaka, odnosno poluširine u svakom pojedinačnom slučaju zavisi od konstante C_4 , odnosno od razlike polarizabilnosti atoma u gornjem i donjem stanju ekscitacije, koja odgovaraju energetskim nivoima radijativnog prelaza. Kako je polarizabilnost atoma u višim pobuđenim stanjima po pravilu veća, to se i u slučaju protonskih pomaka i poluširina, ponavljaju slični trendovi kao kod elektronskih, u pogledu zavisnosti od tipa prelaza i od stepena jonizacije. Zavisnost polarizabilnosti od energije ekscitacije samo je opšti trend, pa se u slučaju dovoljno izolovanih nivoa, bliskih osnovnom (uglavnom rezonantne linije) može desiti da polarizabilnost atoma u stanju sa višom energijom bude veća od polarizabilnosti u stanju sa nižom, što rezultuje u plavom pomaku.

Kako se doprinosi pojedinih nivoa neelastičnim efektivnim preseccima u modifikovanoj semiempirijskoj teoriji i doprinosi pojedinih nivoa polarizabilnosti atoma u adijabatskoj teoriji obračunavaju na sličan način, to po pravilu, protonski i elektronski doprinos pomaku jonskih linija imaju isti znak (sl. 19–23). Međutim, razlike u ostalim aspektima ovih teorija, mogu dovesti do narušavanja ovog pravila (u slučaju SiIII (2 UV) i CIII (1 UV)). Ipak, protonski doprinos je u ovim slučajevima veoma mali.

Rezultati prikazani na slikama 19–23. navode na zaključak da se doprinos protonskih sudara obavezno mora obračunati u slučaju nerezonantnih linija. Kod rezonantnih linija naši proračuni pokazuju da je ovaj doprinos u opsegu temperatura koji odgovara zvezdanim atmosferama, uglavnom na granici tačnosti teorije koja je upotrebljena za dobijanje elektronskog sudarnog pomaka, čiji je doprinos dominantan.

Na slici 23. se vidi da rezonantne linije SiIV, CIV, NV, OVI, koje su najčešći „instrumenti” za dijagnostiku kretanja mase u atmosferama toplih zvezda, imaju iste po znaku i slične po veličini Štarkove pomake, a da po pravilu najjače i najčešće upotrebljavane među njima, rezonantne linije CIV, imaju pomak nešto veći od ostalih.

Uopšte, sve osobine Štarkovog pomaka jonskih linija razmatrane u ovom odeljku, mogu korisno poslužiti u kvalitativnoj analizi linija koje se javljaju u spektrima toplih zvezda.

3.2. Štarkovo pomeranje i širenje rezonantnih linija u litijumovom izoelektronskom nizu

3.2.1. Astrofizički značaj

Izoelektronski nizovi predstavljaju nizove jona sa istim brojem elektrona i različitim naelektrisanjem, koji imaju slične atomske i spektralne osobine, pa njihovo proučavanje ima veliki značaj. Pritom, s jedne strane, kao što je već bilo rečeno, sa

porastom naelektrisanja jona raste tipičan ugaoni moment, a takođe, usled smanjivanja dimenzija jona, opada doprinos izmenschkih efekata u sudarnim procesima, što zajedno omogućuje veću tačnost aproksimativnih metoda (SAHAL-BRÉCHOT i SEGRE, 1971). S druge strane, dešava se da energije pojedinih elektronskih konfiguracija različito zavise od Z , pa je moguće, da sa rastom Z , konfiguracija koja kod manje jonizovanog atoma ima višu energiju od neke druge, stekne nižu, i obrnuto. Ovim putem dolazi do jakog razdvajanja energetskih nivoa unutar multipleta, pa kod mnogostruko jonizovanih atoma može da se dogodi da „fina struktura” nadmaši energetske razlike između multipleta i da dođe do narušavanja LS veze (npr. NIKITIN i RUDZIKAS, 1983). Ovakvi poremećaji regularnosti atomske strukture bivaju izraženiji kod viših pobuđenih nivoa koji su među sobom bliži i u odsustvu jakog električnog polja jezgra.

Zbog svoje relativne jednostavnosti, a i velikog kako fizičkog, tako i astrofizičkog značaja, najbolje su proučeni izoelektronski nizovi vodonika i helijuma. Visoke temperature, koje su najčešće neophodne za postojanje višestruko jonizovanih atoma, vrlo često su povezane i sa visokim gustinama (laserski dobijena plazma, zvezdane unutrašnjosti), pa je u takvim uslovima Štarkovo širenje dominantno u oblikovanju profila linija. Ovo je naročito važno u istraživanju fuzije (plazma dobijena laserski ili snopovima čestica), za dijagnostiku plazme, koja je tada u principu moguća samo po obliku spektralnih linija, bez uvođenja u plazmu bilo kakvih sondi, koje bi poremetile njena svojstva (a to je zapravo i jedini metod dijagnostike plazme u astrofizici). O Štarkovom širenju linija vodoniku i helijumu sličnih jona, govore npr. radovi ROZSNAI (1977), LEE i dr. (1979), WALTZ i dr. (1982), kao i radovi u njima citirani. Štarkovo širenje u izoelektronskim nizovima različitim od H i He, razmatraju WIESE i KONJEVIĆ (1982) analizom eksperimentalnih radova BRIDGESA i WIESEA (1967), te PLATIŠE i dr. (1975; 1977) o fosforu sličnim jonima. Rad DIMITRIJEVIĆA (1984) sadrži teorijske proračune Štarkovog širenja za berilijumu slične jone. Sistematske trendove i regularnosti parametara Štarkovog širenja u izoelektronskim nizovima, u zavisnosti od rezidualnog jonskog naelektrisanja razmatraju radovi KONJEVIĆA i DIMITRIJEVIĆA (1981) i WIESEA i KONJEVIĆA (1982). Važno je napomenuti da se ovakva istraživanja ograničavaju samo na jone, i ne mogu uključiti neutralne atome, zbog različite prirode interakcije jona, odnosno neutralnih atoma sa naelektrisanim perturberima (WIESE i KONJEVIĆ, 1982).

Posle izoelektronskih nizova vodonika i helijuma, litijumov izoelektronski niz je treći po jednostavnosti za proučavanje, a i po značaju. Iako je bio predmetom više radova (npr. BELY (1966a,b), BELY i PETRINI (1970), KUNZE i JOHNSTON (1971), ZILITIS (1983), do sad je bilo proračuna Štarkovog širenja, samo za pojedine članove niza, između prvih šest.

U UV spektrima toplih zvezda naročiti značaj imaju rezonantne linije CIV, NV, OVI, koje su i među najjačim linijama u ovim spektrima, s obzirom na veliku zastupljenost tih elemenata, o čemu je više reči bilo u prvom poglavlju ovog reda. Široke rezonantne linije CIV, NV, OVI veoma su značajne i u spektrima kvazara, gde se javljaju kako u emisiji (DAVIDSON i NETZER, 1979), tako i u apsorpciji (TURNSHEK, 1986). Linije BeII i BIII u zvezdanim spektrima imaju takođe veliki značaj, s obzirom da ovi elementi učestvuju u fuzionim procesima, pa je neophodno precizno određivanje njihove zastupljenosti. Međutim, ta je zastupljenost uvek veoma mala, što čini ove linije slabim, a time i teškim za proučavanje (npr. R. i R.GRIFFIN, 1985). U emisionom spektru Sunčeve korone, javljaju se i rezonantne linije mnogostruko jonizovanih atoma, kao što su MgX, SiXII.

Razrađen je (HEROUX, 1963; 1964) i poseban metod za određivanje elektronske temperature iz odnosa intenziteta linija Li-sličnih jona, i često je primenjivan, kako u laboratoriji, tako npr. i za određivanje temperature iz Sunčevih emisionih linija (HINTEREGGER i dr. 1964).

Štarkovo širenje i pomeranje jonskih linija je veoma važno za proučavanje prenosa zračenja kroz zvezdane unutrašnjosti, kako pri konstruisanju modela zvezda, tako i pri određivanju spektra zračenja koje ulazi u fotosferu. U zvezdanim unutrašnjostima se zbog velike gustine i mnogobrojnih sudara, u svakoj tački očuvava stacionarno stanje jonizacije i ekscitacije jer postoji jednakost temperatura materije i zračenja, tj. zadovoljen je uslov LTE (srednji slobodni put fotona u zvezdanim unutrašnjostima je reda nekoliko santimetara ili manji, dok je tipičan temperaturski gradijent 10^{-4} K/cm – stoga foton biva apsorbovan praktično na istoj temperaturi na kojoj je i emitovan). Sa tog aspekta se, dakle, problem prenosa zračenja u zvezdanim unutrašnjostima jednostavno rešava. Međutim, velike gustine, a time i veliko Štarkovo širenje, doprinose da udeo apsorpcije u linijama u ukupnoj neprozračnosti u zvezdanim unutrašnjostima, na temperaturama $T \leq 5 \cdot 10^6$ K bude čak 50% i više, a blizu centra Sunca do 10% (COX, 1965). Stoga je potrebno poznavanje Štarkovog širenja i pomeranja za sve jonske linije koje učestvuju u ovom procesu. Ovo su pre svega linije H, HeI, HeII, kao najzastupljenijih elemenata, zatim rezonantne linije drugih vodoniku i helijumu sličnih jona, kao temperaturski najstabilnijih (među svim jonima jednog elementa, najveći potencijal jonizacije imaju uvek vodoniku i helijumu slični joni, pa oni stoga „opstaju” u najvećem temperaturskom intervalu), te rezonantne linije drugih jona, srazmerno hemijskoj zastupljenosti njihovih elemenata. Rezonantne linije Li-sličnih jona najzastupljenijih elemenata su veoma jake u UV spektru na ne mnogo visokim temperaturama (do $\sim 10^6$ K).

3.2.2. Rezultati

S obizrom da su jedno od polazišta za dobijanje Gauntovog faktora za širenje i pomak (2. poglavlje), bili proračuni efektivnih preseka za sudarnu ekscitaciju Li-sličnih jona (BELY, 1966a,b; BELY i PETRINI, 1970), koji su i eksperimentalno potvrđeni (KUNZE i JOHNSTON, 1971; KUNZE, 1972), može se očekivati da modifikovana semiempirijska teorija da tačne rezultate za elektronsko sudarno širenje i pomak linija Li-sličnih jona. Proračuni su ovdje izvršeni samo za rezonantne linije, kako zbog njihovog velikog značaja, tako i da bi se izbegao uticaj efekata neregularnosti u spektrima jona sa vrlo velikom Z . Ovaj drugi razlog je doprineo da proračuni budu obavljani samo za prvih 19 jona, BeII – TiXX. Ovo ograničenje je prouzrokovano i dominantnom zastupljenošću lakših elemenata (sa izuzetkom gvožđa) u astrofizičkim plazmama. Podaci o jonima i linijama za koje su izvršeni proračuni, prikazani su u tablici 4. Svi atomski podaci potrebni za proračune su iz BASHKIN i STONER (1975). Iz numeričkih razloga, svi proračuni su vršeni u temperaturskom intervalu ($5 \cdot 10^3$ K, $5 \cdot 10^7$ K), pri čemu gornja granica predstavlja temperaturu na kojoj se u zvezdanim unutrašnjostima podrazumeva potpuna jonizacija (COX, 1965).

Zbog slične atomske strukture jona u izoelektronskom nizu, rezultate za poluširinu i pomak rezonantnog prelaza $2s^2 S-2p^2 P^o$, dobijene na osnovu relacija (2.20) i (2.18), bilo je moguće fitovati jednostavnim analitičkim izrazima:

$$2w = N_e \cdot 10^{-17} \alpha T^\beta \quad (3.3)$$

TABLICA 4. Podaci za prvih 19 litijumu sličnih jona, na osnovu kojih su vršeni proračuni. Kolone sadrže redom: ime jona, rezidualno naelektrisanje, srednju energiju ekscitacije prvog pobuđenog nivoa $2p^2P^0$ (energija osnovnog nivoa $2s^2S$ je 0), srednju talasnu dužinu rezonantnog prelaza $2s^2S-2p^2P^0$ i temperature na kojima su vršeni proračuni prikazani na sl. 24, a koje odgovaraju desetom delu jonizacionog potencijala prethodnog stanja jonizacije.

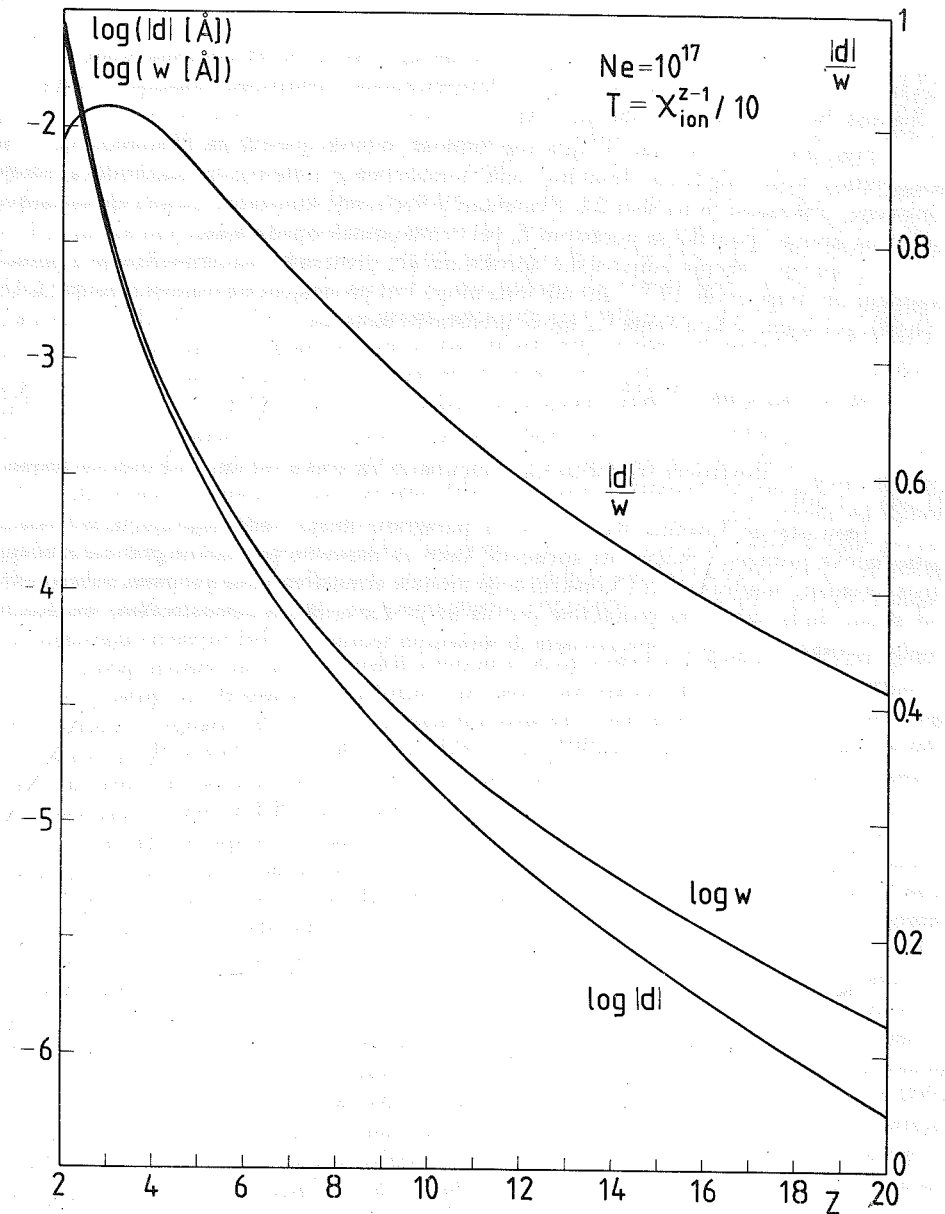
Jon	Z	$\chi_{exc} [cm^{-1}]$	$\lambda [Å]$	$T_{ion}^{Z-1}/10 [K]$
Be II	2	31933	3130.6	1.08+4
B III	3	48381	2066.3	2.92+4
C IV	4	64555	1549.1	5.56+4
N V	5	80637	1240.1	8.99+4
O VI	6	96730	1033.8	1.32+5
F VII	7	112913	885.64	1.82+5
Ne VIII	8	129251	773.69	2.40+5
Na IX	9	145805	685.85	3.06+5
Mg X	10	162267	614.90	3.81+5
Al XI	11	179847	556.03	4.62+5
Si XII	12	197493	506.35	5.52+5
P XIII	13	215407	464.24	6.51+5
S XIV	14	234418	426.59	7.57+5
Cl XV	15	253850	393.93	8.70+5
Ar XVI	16	274094	364.84	9.92+5
K XVII	17	295667	338.22	1.12+6
Ca XVIII	18	317264	315.19	1.26+6
Sc XIX	19	340500	293.68	1.41+6
Ti XX	20	372200	268.67	1.56+6

$$d = N_e \cdot 10^{-17} \gamma T^{\delta} \quad (3.4)$$

gde je

$$\alpha = 10^{10.1} \chi_{exc}^{-2.4} \quad (3.5)$$

$$\gamma = -10^{13.6} \chi_{exc}^{-3.0} \quad (3.6)$$



Slika 24. Elektronski sudarni pomak d (plavi), polupoluširina w i odnos $|d|/w$ rezonantnih linija u litijumovom izoelektronskom nizu, u zavisnosti od stepena jonizacije, tj. od rezidualnog jonskog naelektrisanja Z .

$$\beta = 0.54 Z^{-1} - 0.40 \quad (3.7)$$

$$\delta = 0.21 Z^{-1} - 0.52 \quad (3.8)$$

(Z je rezidualno jonsko naelektrisanje, χ_{exc} je energija nivoa $2p^2 P^0$ izražena u cm^{-1} , T je elektronska temperatura (u K), N_e je koncentracija elektrona, izražena u cm^{-3} , a poluširina $2w$ i pomak d se dobijaju u Å).

Ponašanje d i w , kao i njihovog odnosa, u funkciji od Z , za fiksirano N_e , i na temperaturi koja odgovara desetom delu jonizacionog potencijala prethodnog stanja jonizacije, prikazano je na slici 24. Evidentan je već ranije konstatovani pad elektronskog sudarnog širenja i pomaka sa porastom Z , pri čemu pomak opada brže.

U slučaju važenja adijabatske aproksimacije, protonsko sudarno širenje i pomak rezonantnih linija prvih 19 Li-sličnih jona mogu biti procenjeni na osnovu relacija (1.47) i (1.48), pri čemu se konstanta C_4 može predstaviti izrazom

$$C_4 = -4.7 \cdot 10^{-16} Z^{2.8} \quad (3.9)$$

koji je dobijen fitovanjem vrednosti C_4 izračunatih za svaku od linija na osnovu formula (1.49) i (1.50).

Jednostavne formule date u ovom paragrafu imaju zadovoljavajuću tačnost za astrofizičke primene i mogu biti korišćene kako za masovne proračune prenosa zračenja kroz zvezdane unutrašnjosti i konstruisanja modela atmosfera sa uključenim pokrivanjem od strane linija, tako i za proračune profila linija u zvezdanim atmosferama, sve dok ne budu dostupni rezultati eksperimenata ili složenijih teorija.

4. ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA U ATMOSFERAMA TOPLIH ZVEZDA

4.1. Sadržaj istraživanja i rezultati

Za procenu uticaja Štarkovog pomeranja na profile linija u zvezdanim spektrima, potrebno je poznavanje odgovarajućih uslova (pritiska i temperature) u atmosferama zvezda. Drugim rečima, potrebno je raspolagati sa dovoljno tačnim modelima zvezdanih atmosfera. Modeli zvezdanih atmosfera korišćeni u ovom radu, izabrani su na osnovu sledećih kriterijuma: (i) da su dovoljno često u primenama pokazali sposobnost da reprezentuju konkretne zvezdane spektre; (ii) da pokrivaju najveći mogući interval efektivnih temperatura i površinskih gravitacija kod toplih zvezda; i (iii) da potiču iz što manje izvora, kako bi dobijeni rezultati bili konzistentniji. Ovi kriterijumi su izbor sveli na zaista samo najreprezentativnije radove u ovoj oblasti. Za zvezde glavnog niza korišćeni su modeli KURUCZA (1979), sa hemijskim sastavom koji odgovara Sunčevom. Za zvezde sa povećanom površinskom gravitacijom korišćeni su čisto vodonični modeli WESEMAELA i dr. (1980) i čisto helijumski modeli WESEMAELA (1981). Sve su to planparalelni, jednodimenzionalni, LTE modeli atmosfera homogenih zvezda (uključivanje non-LTE efekata, nezaobilazno u proračunima jakih linija, utiče u dovoljno maloj meri na raspodelu pritiska u modelu atmosfere, pa ovde može biti prenebregnuto).

Atmosfere nehomogenih zvezda (džinova, superdžinova) su isključene iz ovog istraživanja jer su pritisci u njima toliko mali da su veličine sudarnih uticaja na njihove spektralne linije ispod posmatračke tačnosti, tako da (naročito kod toplih zvezda) Doplerova komponenta koeficijenta apsorpcije u oblikovanju spektralne linije, apsolutno dominira nad Lorencovom. Slična je situacija i u regionima „normalnih“ zvezda u kojima se formiraju emisione linije.

Tačni modeli izvanfotosferskih omotača, zbog složenosti samog problema, gotovo da ne postoje u literaturi. Međutim, iz istih razloga kao u atmosferama džinova i superdžinova, sudarni efekti su u spektrima ovakvih omotača zanemarljivi. Pored toga, pokazano je (PLAVEC i dr. 1982; HUBENY i dr. 1985) da se najveći deo spektra čak i tako dinamičnih atmosfera, kao što su one kod Be zvezda, može fitovati na osnovu atmosferskih modela KURUCZA (1979).

U skladu sa napred rečenim, proračuni su vršeni za atmosfere zvezda sa $\log g = 4.5$ i 5 (gde je g gravitaciono ubrzanje u cm/s^2), na osnovu modela KURUCZA (1979); sa $\log g = 6, 7, 8, 9$, na osnovu modela WESEMAELA i dr. (1980) (vodonične atmosfere); i sa $\log g = 8$, na osnovu modela WESEMAELA (1981) (helijumske atmosfere). Za donju granicu efektivne temperature je uzeta vrednost $T_{eff} = 20000$ K. Razlozi za ovo su sledeći: (i) u atmosferama sa ovom efektivnom temperaturom, najveći deo vodonikovih atoma je jonizovan, za sve vrednosti $\log g$ koje su uzete u obzir, što omogućava da se zanemare efekti sudara sa neutralnim perturberima (Prilog A); (ii) počev od ove efektivne temperature, vidljive su (u apsorpciji) rezonantne linije CIV, jedna od najvažnijih spektralnih osobenosti toplih zvezda (HUBENY i dr. 1985); (iii) počev od $T_{eff} = 20000$ K, takođe, javljaju se linije jonizovanih metala u spektrima toplih belih patuljaka (BRUHWELER, 1985). Za gornju granicu efektivne temperature uzeta je tzv. Edingtonova granica (npr. WESEMAEL i dr. 1980), to jest temperatura na kojoj je sjaj zvezde određen samo elektronskim rasejanjem:

$$L_{Edd} = 4 \pi c G m_* / k_{e,s} \quad (4.1)$$

odnosno

$$T_{\text{Edd}}(g) = \left(\frac{c g}{k_{e,s} \sigma} \right)^{1/4} \quad (4.2)$$

($k_{e,s}$ je koeficijent apsorpcije – opacitet usled elektronskog rasejanja, σ je Stefan–Bolcmanova konstanta).

Izabrani interval obuhvata uglavnom sve efektivne temperature zvezda ranih spektralnih klasa (počev od B2), uključujući subpatuljke, toplih belih patuljaka i jezgara planetarnih maglina.

Na osnovu modela atmosfera u pometnutim intervalima $\log g$ i T_{eff} , izračunato je ponašanje Štarkovih pomaka svih važnih UV jonskih linija razmatranih u ovom radu (a koje su pobrojane u tablici 2), u zavisnosti od optičke dubine. Kako su pritisak i temperatura od kojih zavisi Štarkov pomak, u svim modelima glatke i neprekidne funkcije od τ , računati pomak je prikazan samo u tačkama sa korakom $\Delta(\log \tau) = 1$. Reperna skala optičkih dubina zajednička za sve upotrebene modele je data preko Roselandove srednje optičke dubine.

TABLICA 5. Štarkov pomak linija multipleta Si II (UV 4), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
$\log g$	$\log \tau_{\text{Ross}}$								
4.5	1	0.1	0.1	0.1	0.1				
	2	0.3	0.5	1.2	0.7				
5	0		0.1	0.1	0.1	0.1			
	1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6			
6	1	1.0	2.1	3.2	3.8	3.8			
	2		0.1	0.1	0.1	0.1	0.1		
7	0	0.2	0.3	0.3	0.3	0.5	0.7		
	1	0.8	1.1	1.3	2.1	3.2	4.1		
8	1	3.2	7.9	14.3	17.8	26.5	24.0		
	2		0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1	
9	0	0.1	0.2	0.3	0.3	0.3	0.7	0.8	
	1	0.5	0.8	0.8	1.0	1.7	4.3	5.2	
10	1	2.4	2.8	4.6	4.7	14.5	29.0	26.9	
	2	10.4	25.6	46.5	66.5	121.7	188.7	138.6	
11	0		0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1
	1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.3	0.6	1.1	1.0
12	1	0.4	0.7	0.8	0.9	1.0	2.4	3.9	5.6
	2	1.7	2.4	2.7	3.1	5.9	18.4	32.5	36.0
13	1	7.7	9.1	13.0	24.6	44.6	134.0	197.5	184.9
	2	32.9	83.2	167.1	224.4	521.8	961.5	1225.6	929.9
14	0		0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
	1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.3	0.5	1.1	0.9
15	1	0.3	0.7	1.0	0.9	1.1	2.2	3.5	6.0
	2	1.2	1.9	2.7	3.1	3.3	8.9	18.3	27.3
16	1	5.9	7.7	8.5	10.0	18.5	66.4	139.5	212.4
	2	24.9	29.1	47.0	79.6	173.7	512.3	1096.6	1188.6
17	1	107.3	267.7	500.6	736.2	1616.2	3975.1	6284.3	5917.5

Dobijeni rezultati su dati u tablicama 5–18, i na slikama 25–31. Numerički rezultati su prikazani sa preciznošću jednakoj desetom delu (0.1 km/s) najveće aktuelne posmatračke tačnosti u određivanju položaja linija u zvezdanim spektrima. Rezultati za rezonantne linije i linije koje nastaju usled prelaza između najnižih pobuđenih nivoa, dati su u tablicama 5–14, a za linije koje nastaju prelazima između visokih pobuđenih nivoa – u tablicama 15–18. U slučaju ovih poslednjih linija, nisu prikazani Štarkovi pomaci u atmosferama sa $\log g > 6$. Naime, Štarkovo širenje i pomeranje ovako slabih linija kod zvezda sa visokom površinskom gravitacijom je tako veliko, da je malo verovatno da ih je uopšte moguće razdvojiti od neprekidnog spektra.

TABLICA 6. Štarkov pomak linija multipleta Si III (UV 2), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
$\log g$	$\log \tau_{\text{Ross}}$								
4.5	2	-0.1	-0.1	-0.2	-0.1				
	1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1			
5	2	-0.3	-0.5	-0.7	-0.7	-0.6			
	0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1		
6	1	-0.2	-0.3	-0.3	-0.5	-0.7	-0.7		
	2	-0.9	-1.8	-3.0	-3.4	-4.4	-3.1		
7	-1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	
	0	-0.2	-0.2	-0.3	-0.3	-0.4	-0.9	-0.9	
8	1	-0.8	-0.8	-1.2	-1.1	-3.0	-4.7	-3.6	
	2	-2.8	-6.0	-9.7	-12.6	-20.2	-24.4	-14.7	
9	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2
	-1	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.6	-0.8	-1.0
10	0	-0.7	-0.8	-0.8	-0.9	-1.5	-3.7	-5.4	-5.1
	1	-2.5	-2.6	-3.4	-5.8	-9.4	-21.9	-26.4	-20.7
11	2	-8.9	-19.4	-34.5	-42.6	-85.6	-124.2	-126.9	-80.1
	-3		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2
12	-2	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.6	-0.8	-1.2
	-1	-0.5	-0.7	-0.9	-0.9	-0.9	-2.1	-3.7	-4.7
13	0	-2.3	-2.6	-2.6	-2.8	-4.7	-13.3	-23.2	-29.7
	1	-8.1	-8.3	-12.1	-18.8	-36.0	-84.0	-143.9	-132.8
14	2	-29.1	-62.4	-104.3	-140.0	-268.9	-514.1	-653.3	-516.7

Na osnovu svih prikazanih rezultata pada u oči, kao što se i moglo očekivati, da u zvezdanim atmosferama uglavnom dolazi do izražaja zavisnost Štarkovog pomaka spektralnih linija od koncentracije perturbatora, odnosno od pritiska, koja je, prema teoriji datoj u drugom poglavlju, ista za sve linije. Temperaturna zavisnost koja je različita od linije do linije je u drugom planu. Vidljivi trend porasta Štarkovog pomaka sa efektivnom temperaturom atmosfera, takođe je posledica promene koncentracije čestica, i suprotan je temperaturnom trendu svih linija u uslovima fiksirane koncentracije (sl. 19–23.). Sve ovo je posledica, kako veće zavisnosti sudarnih efekata od koncentracije perturbatora, tako i činjenice da se u zvezdanim atmosferama koncentracije elektrona i protona, menjaju u

TABLICA 7. Štarkov pomak linija multiplleta Si III (UV 4), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
4.5	1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1				
	2	-0.2	-0.3	-0.6	-0.3				
5	0		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1			
	1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.3			
6	2	-0.7	-1.3	-1.8	-1.9	-1.7			
	-1		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1		
7	0	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.4		
	1	-0.6	-0.8	-0.8	-1.3	-1.8	-1.8		
8	2	-2.3	-4.8	-7.8	-9.1	-12.0	-8.7		
	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	
9	-1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.4	-0.4	
	0	-0.5	-0.6	-0.6	-0.7	-1.1	-2.3	-2.4	
9	1	-2.0	-2.1	-3.0	-3.0	-8.0	-12.9	-10.1	
	2	-7.3	-15.6	-25.6	-33.8	-54.9	-68.5	-42.7	
9	-3		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	
	-2	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.4	-0.6	-0.5
9	-1	-0.4	-0.7	-0.7	-0.7	-0.8	-1.5	-2.1	-2.6
	0	-1.7	-2.0	-2.1	-2.3	-3.9	-9.8	-14.7	-14.1
9	1	-6.4	-6.7	-8.7	-15.2	-24.8	-59.7	-73.7	-59.5
	2	-23.1	-50.7	-91.4	-114.0	-232.8	-349.2	-370.6	-243.0
9	-4		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	
	-3	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.4	-0.7	-0.5
9	-2	-0.4	-0.7	-0.9	-0.7	-0.9	-1.5	-2.1	-3.1
	-1	-1.3	-1.8	-2.3	-2.4	-2.4	-5.6	-9.8	-12.8
9	0	-5.7	-6.5	-6.6	-7.3	-12.1	-35.5	-63.0	-82.5
	1	-20.8	-21.3	-31.3	-49.2	-95.5	-228.4	-403.6	-382.4
9	2	-75.2	-163.4	-276.1	-374.2	-730.1	-1445.3	-1906.5	-1562.2

TABLICA 8. Štarkov pomak linija multiplleta Si IV (UV 1), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
4.5	2			-0.1					
	5	-0.1	-0.2	-0.2	-0.3	-0.2			
6	0						-0.1		
	1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.3		
7	2	-0.3	-0.6	-1.1	-1.3	-1.7	-1.3		
	-1						-0.1	-0.1	
8	0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3	-0.3	
	1	-0.3	-0.3	-0.4	-0.4	-1.1	-1.3	-1.5	
9	2	-1.0	-2.1	-3.5	-4.7	-7.8	-10.5	-7.0	
	-2						-0.1	-0.1	-0.1
9	-1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.3	-0.4
	0	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3	-0.5	-1.3	-2.1	-2.1
9	1	-0.8	-0.9	-1.1	-2.0	-3.4	-8.5	-11.2	-9.5
	2	-3.0	-6.8	-12.4	-15.8	-33.3	-53.5	-61.5	-43.4
9	-3						-0.1	-0.1	
	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.3	-0.4
9	-1	-0.2	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3	-0.7	-1.3	-1.8
	0	-0.7	-0.8	-0.9	-0.9	-1.6	-4.8	-9.0	-12.3
9	1	-2.7	-2.8	-4.1	-6.5	-13.0	-32.7	-61.5	-61.6
	2	-9.8	-21.8	-37.5	-51.7	-104.0	-221.4	-315.7	-277.6

TABLICA 9. Štarkov pomak linija multiplleta C II (UV 1), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
4.5	2	-0.1	-0.1	-0.3	-0.2				
	5	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1			
6	2	-0.3	-0.6	-0.8	-0.9	-0.9			
	0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2		
7	1	-0.3	-0.3	-0.4	-0.6	-0.8	-0.9		
	2	-1.0	-2.2	-3.7	-4.4	-6.0	-4.7		
8	-1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	
	0	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3	-0.5	-1.1	-1.2	
9	1	-0.8	-0.9	-1.3	-1.3	-3.8	-6.5	-5.4	
	2	-3.2	-7.1	-12.0	-16.3	-27.6	-37.0	-24.3	
9	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.3	-0.2
	-1	-0.1	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.7	-1.0	-1.3
9	0	-0.6	-0.8	-0.9	-1.0	-1.7	-4.6	-7.4	-7.4
	1	-2.6	-2.8	-3.8	-6.8	-11.6	-30.1	-39.4	-33.4
9	2	-9.9	-23.0	-43.0	-55.0	-117.3	-188.4	-212.1	-145.7
	-3		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.3	-0.2
9	-2	-0.1	-0.3	-0.3	-0.3	-0.4	-0.7	-1.0	-1.5
	-1	-0.5	-0.7	-0.9	-1.0	-1.0	-2.5	-4.7	-6.3
9	0	-2.2	-2.6	-2.8	-3.1	-5.3	-16.8	-31.6	-43.5
	1	-8.4	-9.1	-13.8	-22.2	-44.8	-115.1	-216.7	-214.5
9	2	-32.4	-74.0	-129.5	-180.4	-366.4	-779.3	-1090.2	-934.0

mного većem intervalu nego temperatura (oko osam redova veličine prema jednom do dva reda veličine). Izraziti trend rasta Štarkovog pomaka sa log g, takođe je, naravno, posledica zavisnosti od pritiska. Slični zaključci bi se mogli izvesti i za Štarkovo širenje.

Zahvaljujući ovakvoj situaciji, Štarkov pomak u atmosferama toplih zvezda, uz manja odstupanja, linearno prati promene koncentracije elektrona (protona). Njegova apsolutna vrednost je pak, drugačija za svaku konkretnu liniju, odnosno multiplet. U sklopu sa ovim, kao i na osnovu rečenog u odeljku 1.2, možemo zaključiti da linije koje imaju dovoljno veliki Štarkov pomak, moraju imati i značajnu asimetriju, koja kao i pomak, može biti bilo crvena, bilo plava, i čiji će tipičan oblik odgovarati krivama na slikama 27–29.

Tipične zavisnosti Štarkovog pomaka jonskih linija kod toplih zvezda od T_{eff} prikazane su na slikama 25, 26, 29–31. Karakteristične promene nagiba krivih nastaju zbog superpozicije zavisnosti koncentracije parturbera od pritiska i od temperature, što je vezano i za stepen jonizacije vodonika i helijuma, i zavisnosti Štarkovog pomaka od temperature.

Tipične zavisnosti Štarkovog pomaka od log g prikazane su na slikama 25–28, 30.

TABLICA 10. Štarkov pomak linija multiplleta C III (UV 1), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
4.5	2	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1				
	1								
5	2	-0.2	-0.3	-0.4	-0.4	-0.4			
	0								
6	1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.4	-0.4		
	2	-0.5	-1.1	-1.8	-2.0	-2.6	-1.8		
7	-1		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	
	0	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.5	-0.5	
8	1	-0.5	-0.5	-0.7	-0.7	-1.8	-2.8	-2.1	
	2	-1.7	-3.6	-5.9	-7.6	-12.0	-13.9	-8.0	
9	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
	-1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.5	-0.6
0	0	-0.4	-0.5	-0.5	-0.5	-0.9	-2.2	-3.2	-3.0
	1	-1.5	-1.6	-2.1	-3.5	-5.7	-13.0	-15.1	-11.4
1	2	-5.5	-11.8	-20.9	-25.6	-50.7	-70.8	-68.4	-40.3
	-3		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.1
2	-2	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.5	-0.7
	-1	-0.3	-0.4	-0.5	-0.6	-0.6	-1.3	-2.2	-2.8
3	0	-1.4	-1.6	-1.6	-1.7	-2.8	-8.1	-13.8	-17.2
	1	-5.0	-5.1	-7.4	-11.4	-21.8	-49.7	-82.2	-73.1
4	2	-17.8	-38.0	-63.1	-84.2	-159.5	-293.0	-352.4	-261.7

TABLICA 11. Štarkov pomak linija multiplleta C IV (UV 1), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
4.5	2		-0.1	-0.1	-0.1				
	1								
5	2	-0.1	-0.3	-0.4	-0.4	-0.4			
	0								
6	1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.3	-0.4	-0.4		
	2	-0.5	-1.1	-1.7	-2.0	-2.7	-2.1		
7	-1				-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	
	0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.5	-0.5	
8	1	-0.4	-0.4	-0.7	-0.7	-1.8	-3.0	-2.1	
	2	-1.6	-3.4	-5.7	-7.6	-12.6	-16.5	-10.8	
9	-2				-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
	-1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.3	-0.5	-0.6
0	0	-0.4	-0.4	-0.4	-0.5	-0.8	-2.2	-3.4	-3.3
	1	-1.4	-1.4	-1.9	-3.3	-5.5	-13.7	-17.6	-14.8
1	2	-4.9	-11.1	-20.2	-25.6	-53.5	-84.2	-94.2	-64.9
	-3			-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
2	-2	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.5	-0.7
	-1	-0.3	-0.4	-0.5	-0.5	-0.5	-1.2	-2.2	-2.9
3	0	-1.2	-1.4	-1.4	-1.6	-2.6	-7.9	-14.4	-19.5
	1	-4.4	-4.6	-6.3	-10.7	-21.1	-52.5	-91.9	-95.3
4	2	-15.1	-35.0	-61.1	-83.9	-157.3	-346.3	-644.0	-415.7

TABLICA 12. Štarkov pomak linija multiplleta N V (UV 1), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
4.5	2			-0.1					
	1								
5	2	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2			
	1								
6	2	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2		
	1								
7	2	-0.3	-0.6	-1.0	-1.1	-1.5	-1.1		
	-1							-0.1	-0.1
8	0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3	-0.3	
	1	-0.2	-0.3	-0.4	-0.4	-1.0	-1.6	-1.3	
9	2	-0.9	-1.9	-3.2	-4.2	-7.0	-9.0	-5.8	
	-2							-0.1	-0.1
0	-1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
	0	-0.2	-0.2	-0.3	-0.3	-0.5	-1.2	-1.9	-1.8
1	1	-0.8	-0.8	-1.1	-1.9	-3.1	-7.6	-9.7	-8.0
	2	-2.8	-6.3	-11.4	-14.3	-29.6	-46.0	-50.9	-34.8
2	-3							-0.1	-0.1
	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.3	-0.4
3	-1	-0.2	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3	-0.7	-1.2	-1.6
	0	-0.7	-0.8	-0.8	-0.9	-1.5	-4.4	-8.0	-10.7
4	1	-2.5	-2.6	-3.8	-6.1	-11.9	-29.0	-53.0	-51.7
	2	-9.2	-20.1	-34.3	-46.8	-92.7	-190.2	-261.5	-223.0

TABLICA 13. Štarkov pomak linija multiplleta O VI (UV 1), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125	200	300
5	2	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1			
	1								
6	2	-0.2	-0.4	-0.6	-0.7	-0.9	-0.7		
	0								
7	1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.6	-1.0	-0.8	
	2	-0.6	-1.2	-2.0	-2.6	-4.3	-5.5	-3.6	
8	-1		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2
	0	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.3	-0.8	-1.2	-1.1
9	1	-0.5	-0.5	-0.7	-1.2	-1.9	-4.7	-5.9	-4.9
	2	-1.8	-3.9	-7.0	-8.8	-18.3	-28.3	-31.2	-21.3
0	-2		-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2
	-1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.4	-0.8	-1.0
1	0	-0.4	-0.5	-0.5	-0.6	-0.9	-2.7	-4.9	-6.6
	1	-1.6	-1.6	-2.4	-3.8	-7.4	-17.9	-32.6	-31.7
2	2	-5.7	-12.5	-21.3	-29.0	-57.3	-117.0	-160.3	-136.3

TABLICA 14. Štarkov pomak najvažnijih UV linija metala u helijumskim atmosferama toplih belih patuljaka ($\log g = 8$).

Multi-plet	$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$	25	30	40	50	60	100	200	∞
	$\log \tau_{\text{Ross}}$								
	-3	0.1	0.1	0.2	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2
	-2	0.3	0.4	0.6	0.5	0.3	0.6	1.0	1.1
	-1	1.9	1.6	2.4	1.6	1.3	3.0	4.0	4.4
	0	10.3	7.7	7.4	4.6	4.6	13.1	15.5	24.0
Si II (UV 4)	1	27.0	24.5	17.5	29.7	43.9	52.9	184.4	256.0
	2	60.6	77.4	130.7	145.9	150.4	187.1	639.4	980.1
	-3						-0.1	-0.1	-0.1
	-2	-0.1	-0.1	-0.2	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2
	-1	-0.8	-0.6	-0.8	-0.5	-0.4	-0.7	-0.7	-0.7
	0	-3.6	-2.6	-2.2	-1.3	-1.2	-2.8	-2.6	-3.4
Si III (UV 2)	1	-8.2	-6.8	-4.5	-7.0	-9.4	-9.2	-23.8	-28.1
	2	-15.6	-18.3	-27.5	-28.1	-26.7	-26.1	-72.2	-87.3
	-3	-0.1	-0.1	-0.2	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
	-2	-0.3	-0.4	-0.5	-0.4	-0.3	-0.4	-0.5	-0.5
	-1	-1.9	-1.6	-2.0	-1.2	-1.0	-1.9	-2.0	-1.9
	0	-9.2	-6.5	-5.7	-3.2	-3.1	-7.4	-7.0	-9.4
Si III (UV 4)	1	-20.9	-17.5	-11.6	-18.2	-24.9	-24.9	-66.9	-81.2
	2	-40.6	-47.9	-72.8	-74.9	-72.0	-72.5	-207.6	-262.8
	-2						-0.1	-0.1	-0.1
	-1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.1	-0.3	-0.3	-0.3
	0	-1.2	-0.8	-0.7	-0.4	-0.4	-1.0	-1.0	-1.4
Si IV (UV 1)	1	-2.7	-2.3	-1.5	-2.4	-3.4	-3.5	-10.3	-13.2
	2	-5.3	-5.4	-9.9	-10.3	-10.1	-10.8	-33.3	-46.3
	-3						-0.1	-0.1	-0.1
	-2	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.1	-0.2	-0.2	-0.3
	-1	-0.7	-0.5	-0.8	-0.5	-0.4	-0.9	-1.0	-1.0
	0	-3.6	-2.6	-2.4	-1.4	-1.4	-3.4	-3.5	-5.0
C II (UV 1)	1	-6.7	-7.5	-5.1	-8.2	-11.6	-12.3	-36.1	-45.8
	2	-17.7	-21.6	-34.0	-36.0	-35.4	-38.3	-116.1	-156.3
	-2	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
	-1	-0.5	-0.4	-0.5	-0.3	-0.2	-0.4	-0.4	-0.4
	0	-2.2	-1.6	-1.4	-0.8	-0.7	-1.7	-1.5	-2.0
C III (UV 1)	1	-5.0	-4.1	-2.7	-4.2	-5.7	-5.5	-13.6	-15.4
	2	-9.6	-11.1	-16.7	-16.9	-16.0	-15.1	-39.9	-44.6
	-2	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1
	-1	-0.4	-0.3	-0.4	-0.3	-0.2	-0.4	-0.4	-0.4
	0	-1.9	-1.4	-1.2	-0.7	-0.7	-1.6	-1.6	-2.2
C IV (UV 1)	1	-4.4	-3.7	-2.5	-4.0	-5.5	-5.7	-16.1	-20.3
	2	-8.7	-10.4	-16.1	-16.8	-16.3	-17.2	-51.6	-69.5
	-2						-0.1	-0.1	-0.1
	-1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2
	0	-1.1	-0.8	-0.7	-0.4	-0.4	-0.9	-0.9	-1.2
N V (UV 1)	1	-2.6	-2.1	-1.4	-2.2	-3.1	-3.1	-8.8	-11.0
	2	-5.0	-5.9	-9.0	-9.4	-9.1	-9.4	-28.0	-37.3
	-1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2
	0	-0.7	-0.5	-0.4	-0.2	-0.2	-0.6	-0.5	-0.8
O VI (UV 1)	1	-1.6	-1.3	-0.9	-1.4	-1.9	-1.9	-5.4	-6.8
	2	-3.1	-3.7	-5.6	-5.8	-5.6	-5.8	-17.2	-22.8

TABLICA 15. Štarkov pomak linija multiplleta Si II (UV 17), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$	20	30	40	50	70	125
$\log g$						
$\log \tau_{\text{Ross}}$						
	-1	0.1	0.1	0.1	0.1	
	0	0.2	0.4	0.3	0.3	
	1	1.1	1.3	1.5	1.7	
4.5	2	3.8	5.7	14.7	8.6	
	-2		0.1	0.1	0.1	0.1
	-1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
	0	0.6	0.8	0.8	0.8	1.0
	1	2.8	3.1	4.5	6.0	7.1
5	2	12.1	26.3	40.3	48.3	49.3
	-3		0.1	0.1	0.1	0.1
	-2	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
	-1	0.4	0.9	1.0	1.0	1.1
	0	2.0	3.0	2.9	3.4	5.8
	1	9.1	13.3	15.5	26.0	40.5
6	2	39.4	99.3	181.7	228.6	345.6
						53.4
						324.9

TABLICA 16. Štarkov pomak linija multiplleta Si II (UV 18), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

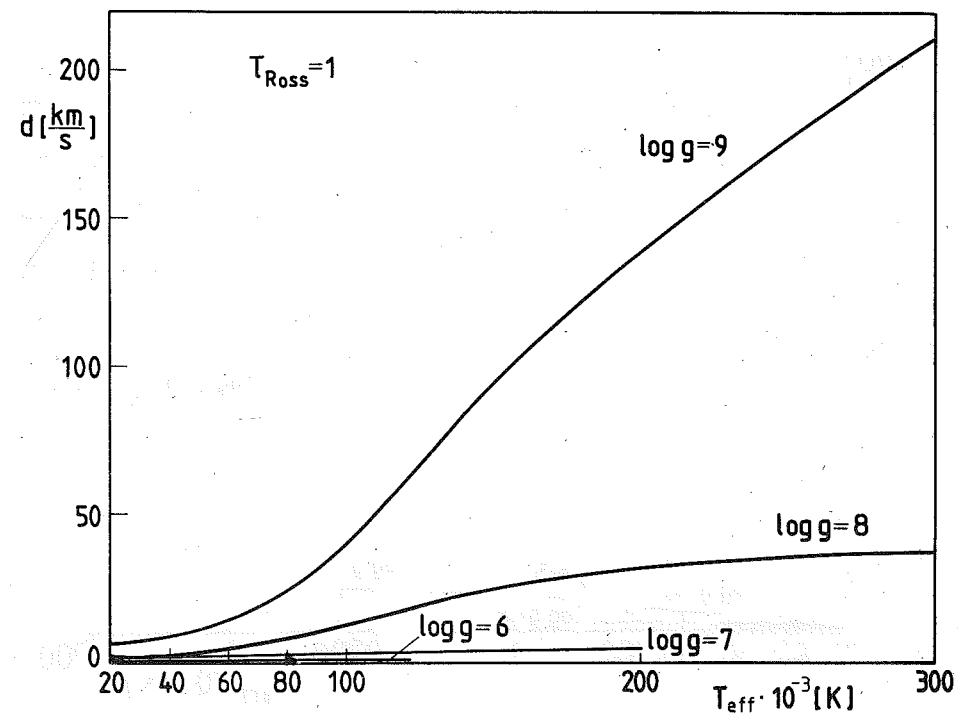
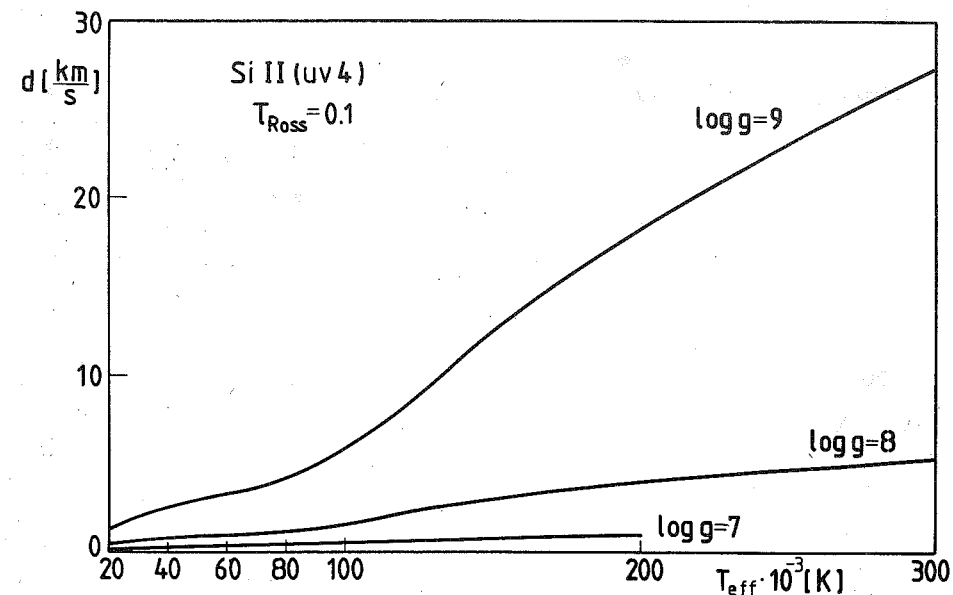
$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$	20	30	40	50	70	125
$\log g$						
$\log \tau_{\text{Ross}}$						
	-2	0.1	0.1	0.1	0.1	
	-1	0.2	0.3	0.2	0.2	
	0	0.8	1.0	0.8	0.7	
	1	3.2	3.6	4.1	4.4	
4.5	2	10.4	15.1	37.2	21.7	
	-2	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1
	-1	0.4	0.7	0.6	0.6	0.6
	0	1.8	2.3	2.2	2.4	2.8
	1	8.0	8.6	12.0	15.9	18.2
5	2	33.2	69.1	103.0	121.4	120.9
	-3	0.1	0.2	0.2	0.1	0.1
	-2	0.4	0.7	0.7	0.6	0.6
	-1	1.3	2.6	2.8	2.7	2.9
	0	6.2	8.8	8.3	9.5	15.6
	1	26.3	36.5	41.8	68.4	103.7
6	2	107.8	260.5	464.1	574.3	847.7
						770.2

TABLICA 17. Štarkov pomak linija multiplleta Si IV (UV 23), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

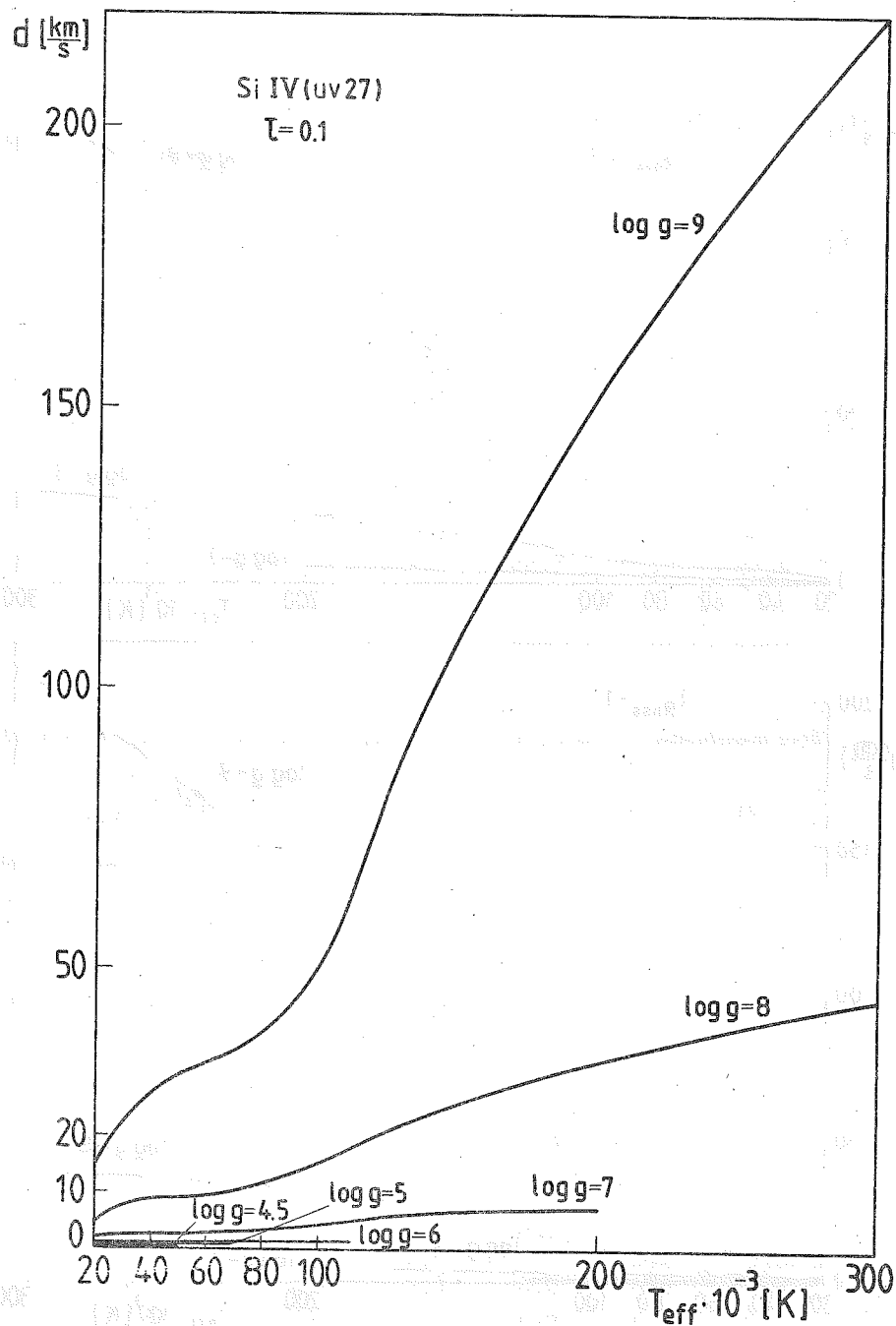
$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125
4.5	$\log g$						
	$\log \tau_{\text{Ross}}$						
		0	0.1	0.1	0.1	0.1	
		1	0.3	0.3	0.3	0.3	
		2	0.7	0.9	1.7	1.0	
5		-1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
		0	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
		1	0.6	0.6	0.7	0.9	1.0
		2	2.2	3.8	5.1	5.4	4.6
		-2		0.1	0.1	0.1	0.1
6		-1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
		0	0.6	0.7	0.6	0.7	0.9
		1	2.1	2.5	2.6	3.9	5.1
		2	7.1	14.5	22.7	25.6	32.6
		2					

TABLICA 18. Štarkov pomak linija multiplleta Si IV (UV 27), u km/s, u atmosferama toplih zvezda.

$T_{\text{eff}} [10^3 \text{K}]$		20	30	40	50	70	125
4.5	$\log g$						
	$\log \tau_{\text{Ross}}$						
		-1	0.1	0.1	0.1	0.1	
		0	0.2	0.3	0.2	0.2	
		1	1.0	1.0	1.2	1.2	
		2	2.9	4.2	9.7	5.6	
5		-2		0.1	0.1	0.1	0.1
		-1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
		0	0.6	0.7	0.6	0.7	0.8
		1	2.3	2.4	3.3	4.3	4.8
		2	9.3	18.7	27.2	31.2	30.0
6		-3		0.1	0.1	0.1	0.1
		-2	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
		-1	0.4	0.3	0.8	0.8	0.8
		0	1.9	2.6	2.4	2.7	4.3
		1	7.7	10.3	11.6	18.6	27.4
		2	30.4	70.6	122.0	147.8	210.6
	2						179.4



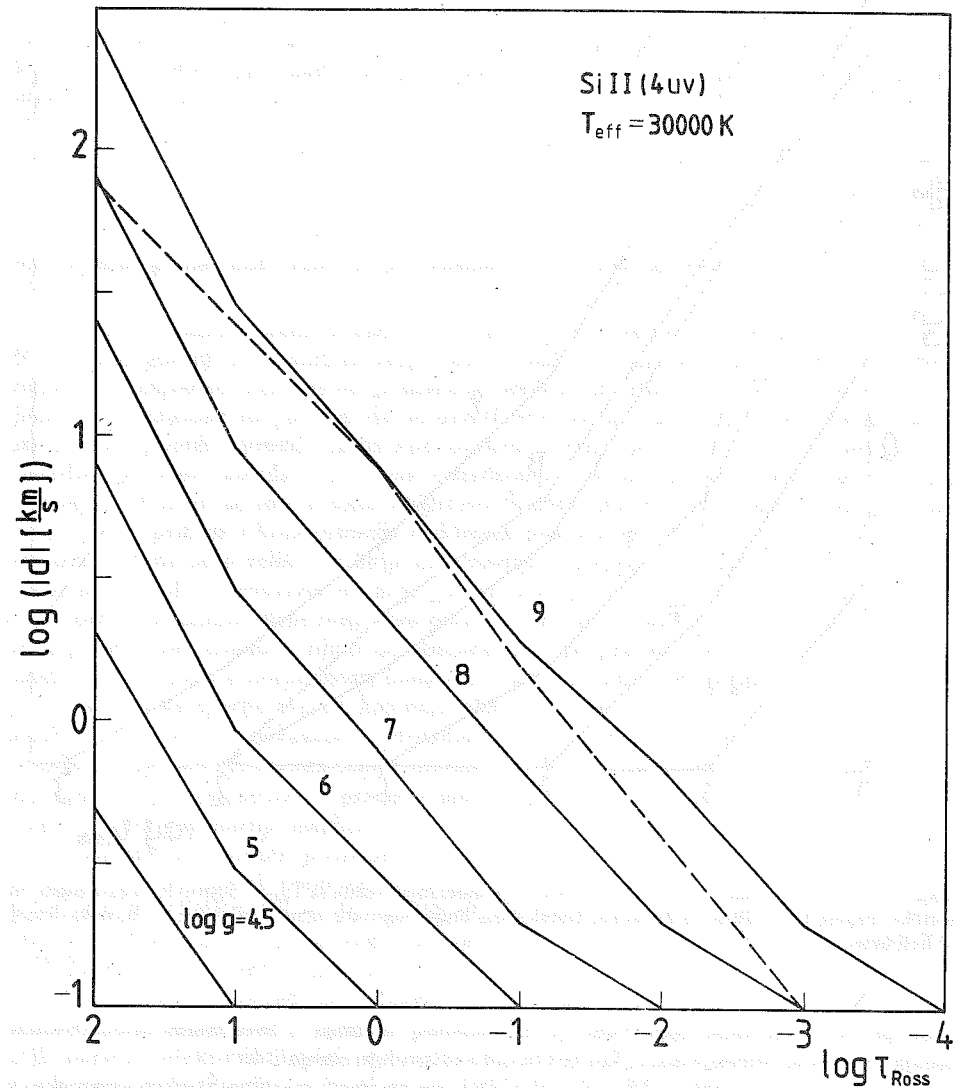
Slika 25. Štarkov pomak linija Si II (4 UV) u atmosferama toplih zvezda, u zavisnosti od efektivne temperature, površinske gravitacije i optičke dubine.



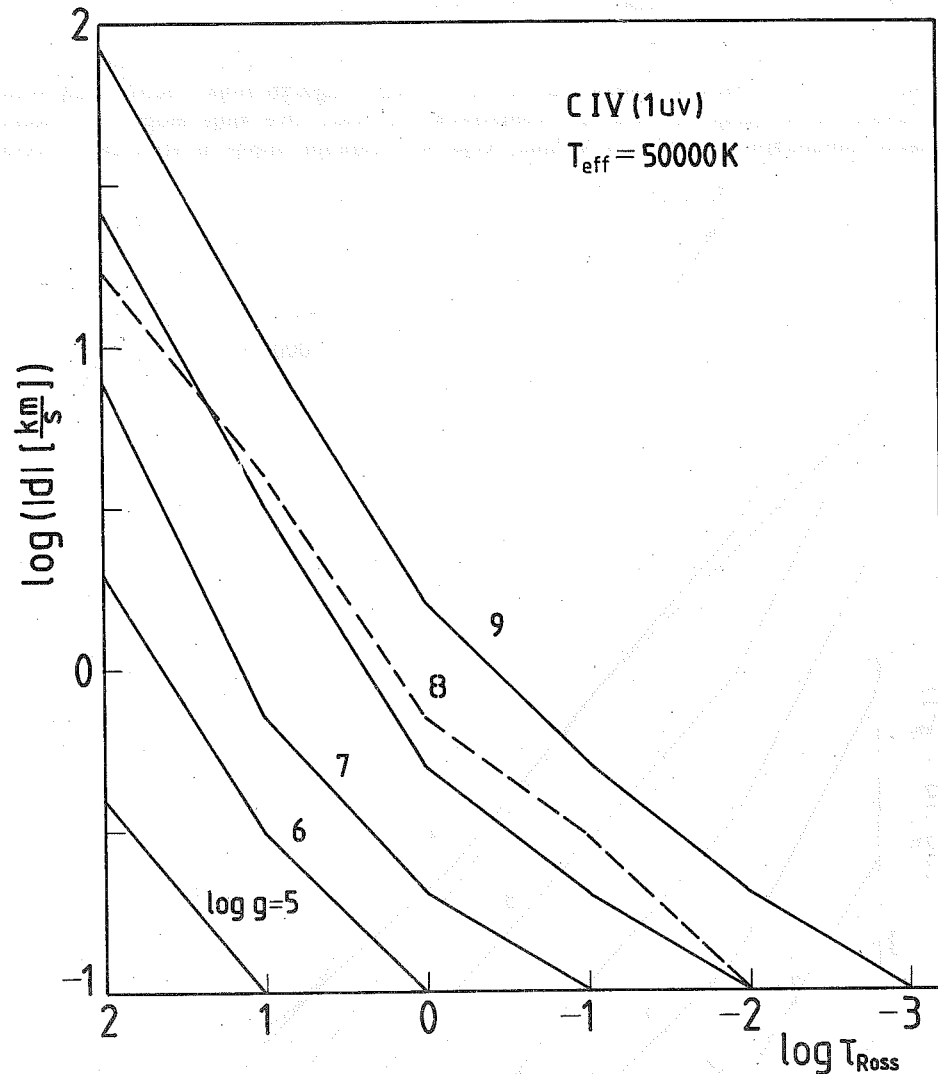
Slika 26. Štarkov pomak linija Si IV (27 UV) u atmosferama toplih zvezda, na optičkoj dubini $\tau_{\text{Ross}} = 0.1$, u zavisnosti od efektivne temperature i površinske gravitacije.

4.2. Štarkov pomak kod zvezda ranih spektralnih klasa

Kao što se vidi iz tablica 5–13, i sa slika 25, 27, 28, kod toplih zvezda glavnog niza sa $\log g = 4.5$ i 5, Štarkov pomak rezonantnih i drugih najjačih linija, obuhvaćenih ovim istraživanjem, je manji od aktuelne posmatračke tačnosti. Ove linije mogu imati samo izvesnu minimalnu asimetriju u krilima, koja se formiraju dublje u atmosferi. Takva



Slika 27. Štarkov pomak linija Si II (4 UV) u atmosferama zvezda sa $T_{\text{eff}} = 30000 \text{ K}$, u zavisnosti od optičke dubine i površinske gravitacije. Isprekidana linija odgovara atmosferi sa $\log g = 8$, sastavljenoj od helijuma.



Slika 28. Štarkov pomak linija C IV (1 UV) u atmosferama zvezda sa $T_{\text{eff}} = 50000 \text{ K}$, u zavisnosti od optičke dubine i površinske gravitacije. Isprekidana linija odgovara atmosferi sa $\log g = 8$, sastavljenoj od helijuma

situacija čini ove linije pogodnim za dijagnostiku kretanja u zvezdanim atmosferama: širenja omotača, isticanja mase, konvektivnih i talasnih kretanja itd.

Slabije linije (tablice 15–18, slika 26.), mogu imati merljive Štarkove pomake, s obzirom da su im veći sudarni pomaci po pravilu imanentni, i s obzirom da se formiraju u dubljim slojevima atmosfere. Ako nisu suviše slabe, kod njih bi se mogla meriti i

asimetrija, čak i kada je izazvana samo sudarnim procesima. Treba se čuvati mogućnosti da se pomaci i asimetrije ovakvih linija interpretiraju samo kao posledice kretanja.

Subpatuljci ($\log g = 6$) imaju nešto povoljnije uslove za Štarkov pomak, čak i u slučaju rezonantnih linija. Ipak, s obzirom da se jezgra ovakvih linija formiraju visoko u atmosferi, mala je verovatnoća da bi mogla imati merljiv pomak. Krila najjačih linija kod subpatuljaka, pak, mogu imati merljivu asimetriju, i naši proračuni omogućuju razdvajanje ovakvog efekta koji je posledica sudara, od asimetrije koju izazivaju atmosferska kretanja. Za slabije linije kod subpatuljaka važe isti zaključci kao kod zvezda glavnog niza, s tim što su pomaci i asimetrije veći.

Kako još uvek ne postoje precizna merenja asimetrija najjačih jonskih linija u mirnim atmosferama toplih zvezda, niti precizna merenja pomaka i asimetrija kod slabijih linija, naše rezultate je zasad nemoguće primeniti na konkretne spektre, za dijagnostiku atmosferskih kretanja.

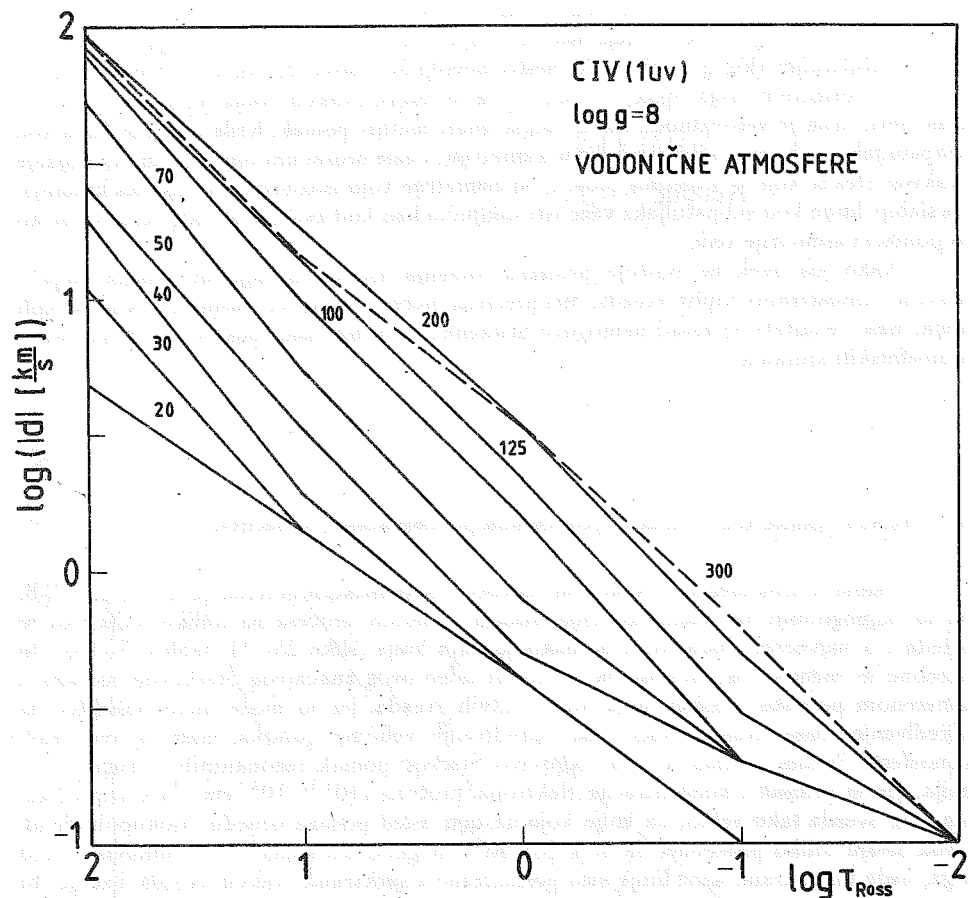
4.3. Štarkov pomak kod zvezda sa povećanom površinskom gravitacijom

Uslovi u atmosferama zvezda su najvišom površinskom gravitacijom ($\log g = 7, 8, 9$) su najpogodniji za manifestovanje uticaja sudarnih procesa na oblike linija, što se ogleđa i u najvećem Štarkovom pomaku jonskih linija (slike 25–31, tablice 5–14). Od posebne je važnosti mogućnost da se utvrdi udeo ovog značajnog Štarkovog pomaka u izmerenom pomaku jonskih linija kod ovakvih zvezda, jer to može imati posledice na određivanje mase zvezda, kao i na određivanje veličine gubitka mase iz zvezdanih atmosfera. Pritom se ima u vidu isključivo Štarkov pomak rezonantnih i drugih jakih linija, jer su pritisak i koncentracija elektrona/protona ($10^{13} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) u atmosferama ovih zvezda tako veliki, da linije koje nastaju usled prelaza između visokopobuđenih nivoa bivaju toliko proširene, da ih je gotovo nemoguće razdvojiti od kontinuuma. Pored toga, ovde razmatrane slabe linije nisu posmatrane u spektrima ovakvih zvezda, i stoga što su zastupljenosti metala u njihovim atmosferama, po pravilu, zbog gravitacione difuzije, znatno manje, nego u normalnom, hemijskom sastavu Sunca.

U ovu kategoriju zvezda, kao najtopliji predstavnici, ulaze i neka jezgra planetarnih maglina. Kao što je pokazano u dosadašnjim razmatranjima, upravo spektralne linije zvezda sa najvišim efektivnim temperaturama imaju i najveće Štarkove pomake. Međutim, do danas ne postoje dovoljno precizna merenja pomaka spektralnih linija kod najkompaktnijih jezgara planetarnih maglina.

Zvezde sa visokom površinskom gravitacijom ($\log g = 7, 8, 9$) su uglavnom beli patuljci. Njihovi srednji parametri su $\log g = 8$, $\log (R/R_{\odot}) = -1.92 \pm 0.09$, $m_{*}/m_{\odot} = 0.58 \pm 0.10$ (KOESTER i dr., 1979). Među posmatranim belim patuljcima, najviše efektivne temperature imaju oni koji pripadaju klasi PG 1159 (80000–160000 K), (WESEMAEL i dr., 1985), mada se očekuje i postojanje toplijih.

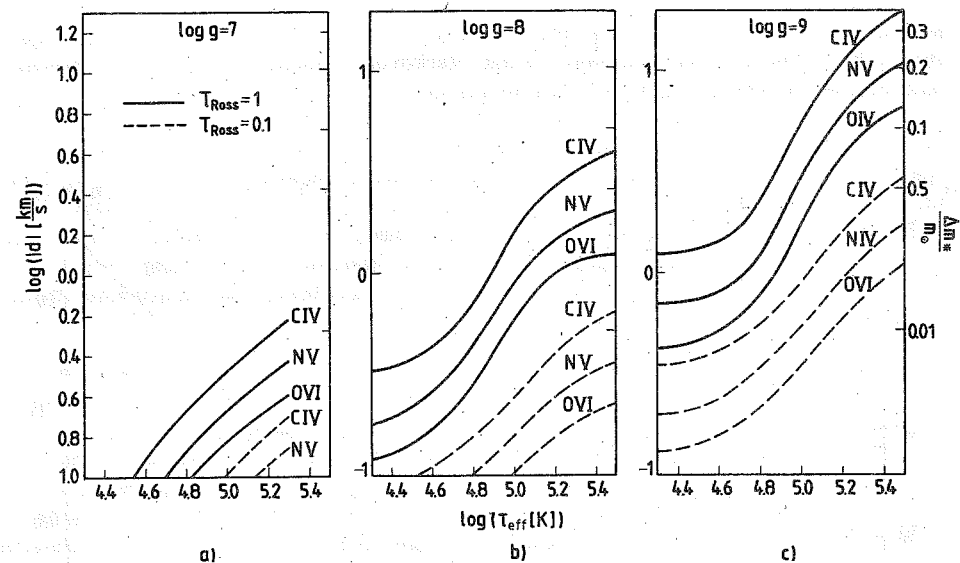
Za precizno određivanje Štarkovog pomaka pojedinačne linije u konkretnoj atmosferi na osnovu naših rezultata, potrebno je izvršiti kompletnu sintezu profila linije i/ili odrediti efektivne dubine njenog formiranja (1.43). Ovaj posao je znatno otežan činjenicom da je precizno određivanje zastupljenosti metala u atmosferama toplih belih patuljaka tek započeto (WESEMAEL i dr., 1984). Koristeći mogući interval zastupljenosti metala $10^{-3} < (N(\text{el})/N(\text{H})) < 10^{-9}$, i formulu (1.43), došli smo do zaključka da se



Slika 29. Štarkov pomak linija C IV (1 UV) u atmosferama zvezda sa $\log g = 8$, u zavisnosti od optičke dubine i efektivne temperature. Brojevi pored krivih predstavljaju efektivnu temperaturu (u hiljadama K).

jezgra linija u atmosferama toplih belih patuljaka formiraju najčešće u intervalu $0.1 \leq \tau_{\text{Ross}}^{\text{eff}} \leq 1$, pri čemu su vrednosti $\tau_{\text{Ross}}^{\text{eff}} < 0.1$ mnogo češće nego $\tau_{\text{Ross}}^{\text{eff}} > 1$. Kako su te procene vršene samo za linije koje su predmet ovog istraživanja, a to su uglavnom rezonantne linije metala, vidi se da se one u atmosferama toplih belih patuljaka formiraju dublje nego kod normalnih zvezda, što je u skladu sa manjom zastupljenošću metala u atmosferama toplih belih patuljaka.

Prve eksperimentalne procene Štarkovih pomaka (za vodonikove linije) u plazmi koja odgovara uslovima u atmosferama belih patuljaka, izvršili su WIESE i KELLEHER (1971) i WIESE i dr. (1972). Oni su za prva tri člana Balmerove serije serije vodonika dobili crvene pomake $0.5-0.8 \text{ \AA}$ pri $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (mereno izvan centra linije). SHIPMAN i MAHAN (1976) su utvrdili da se jezgra Balmerovih linija u atmosferama belih patuljaka formiraju tako visoko, da Štarkov pomak ne može doći do izražaja, zbog malih elektronskih koncentracija. Sa približavanjem krilima, Štarkov pomak Balmerovih linija postaje merljiv (GRABOWSKI i dr., 1986). Štarkovi pomaci jonskih linija koje su predmet



Slika 30. Štarkov pomak linija C IV (1 UV), NV (1 UV) i O VI (1 UV) u atmosferama toplih belih patuljaka, u zavisnosti od efektivne temperature, površinske gravitacije i optičke dubine. Desna ordinatna osa pokazuje uticaj Štarkovog pomaka na određivanje mase zvezda iz gravitacionog crvenog pomaka.

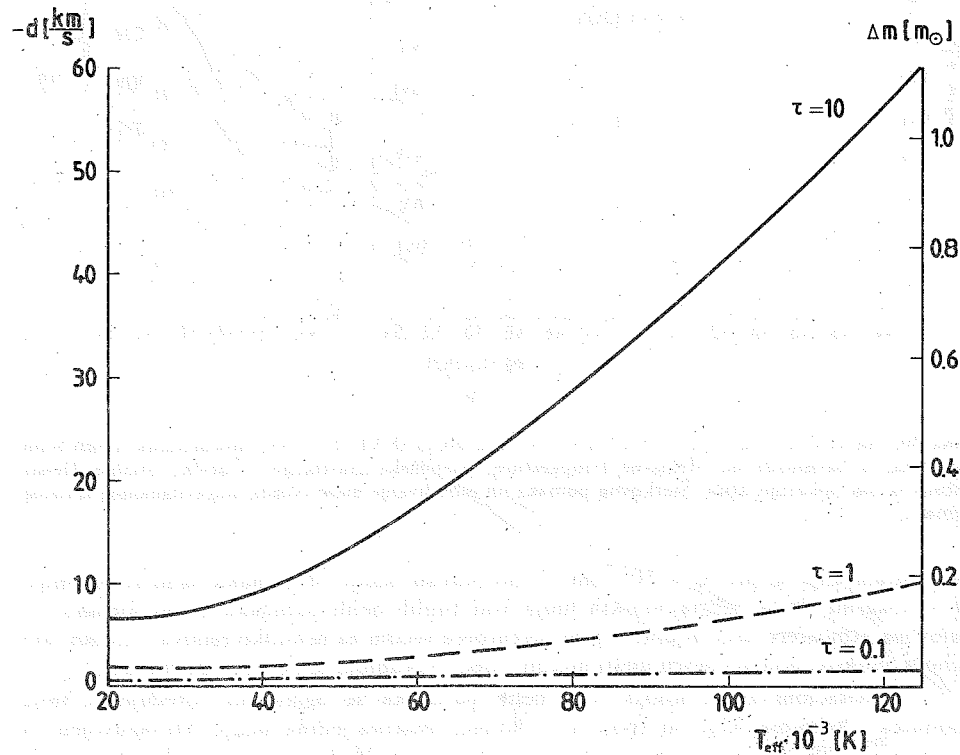
ovog istraživanja su pri $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, po pravilu manji od pomaka Balmerovih linija, ali s obzirom da se jezgra jonskih linija kod toplih belih patuljaka mogu formirati u slojevima atmosfere sa koncentracijom perturbatora većom za nekoliko redova veličine, to i njihovi Štarkovi pomaci mogu imati merljiv udeo u ukupnim izmerenim pomacima.

Gravitacioni crveni pomak kod belih patuljaka se uglavnom određuje iz linija vodonika i helijuma, koje su zbog svoje jačine, doskora jedine mogle biti razdvojene u spektrima belih patuljaka, zbog njihovog slabog sjaja. Međutim, vrlo velike širine ovih linija (često i nekoliko desetina angstroma) znatno otežavaju precizno merenje pomaka. Trebalo bi da ova činjenica favorizuje u budućnosti određivanje gravitacionog crvenog pomaka kod toplih belih patuljaka iz metalnih linija, koje su znatno uže (do danas je učinjen tek jedan pokušaj (HOLBERG i dr., 1985). Mogući udeo Štarkovog pomaka u izmerenim pomacima takvih linija, može se proceniti na osnovu tablica 5-14, i slika 25-31. Na slikama 30. i 31. je na primeru linija iz multipleta C IV (1 UV), NV (1 UV), O VI (1 UV) i Si III (4 UV), prikazan uticaj Štarkovog pomaka na određivanje mase belih patuljaka iz gravitacionog crvenog pomaka. Proračuni su izvršeni za već pomenutu tipičnu vrednost radijusa belih patuljaka, prema KOESTER i dr. (1979), na osnovu relacije (1.1). Na isti način, procena može biti izvršena i za druge linije, pomoću formule

$$\Delta m_* / m_\odot = 0.0189 \cdot d \text{ [km/s]} \quad (4.3)$$

Vidi se da obračunavanje Štarkovog pomaka može primetno uticati na određivanje mase toplih belih patuljaka iz gravitacionog crvenog pomaka jonskih linija, naročito ako se (što je jedan od uobičajenih metoda) pomak ne određuje iz jezgra posmatrane linije, već iz razlike talasnih dužina tačaka sa istim intenzitetom u krilima linije. Ako se pak jezgro

linije metala formira na optičkoj dubini manjoj od 0.1, a s obzirom na današnju posmatračku tačnost, obračunavanje uticaja Štarkovog pomaka na gravitacioni crveni pomak određen iz takvog jezgra, neće biti neophodno.



Slika 31. Štarkov pomak linija Si III (4 UV) u atmosferama toplih belih patuljaka, u zavisnosti od efektivne temperature, površinske gravitacije i optičke dubine. Desna ordinatna osa pokazuje uticaj Štarkovog pomaka na određivanje mase zvezda iz gravitacionog crvenog pomaka.

Radialne brzine iz linija metala, kod toplih belih patuljaka određene su dosad za samo šest objekata (BRUHWEILER i KONDO, 1981, 1982, 1983; DUPREE i RAYMOND, 1982; SION i dr., 1982; SION i GUINAN, 1983; HOLBERG i dr., 1985). Samo u poslednjem radu (HOLBERG i dr., 1985) određen je i gravitacioni crveni pomak. Za ostale zvezde to nije učinjeno kako zbog nepoznavanja heliocentrične radialne brzine sistema (većina objekata se nalazi u dvojnim sistemima), tako i zbog nemogućnosti da se objasni razlika u odnosu na radialne brzine dobijene iz Balmerovih linija (Balmerove linije obično pokazuju crveni pomak veći za 10–70 km/s). Tu valja primetiti da većina rezonantnih linija jonizovanih metala ima plavi, a Balmerove linije crveni Štarkov pomak.

Tačne zastupljenosti metala u atmosferama toplih belih patuljaka su praktično nepoznate. Radialne brzine određene u pomenutim radovima su obično srednje vrednosti dobijene iz linija više elemenata i često u više stanja jonizacije. Pored toga, u radovima obično nije precizirano jesu li pomaci mereni u jezgru ili u krilima linija. Ove tri činjenice

zasad onemogućavaju da se precizno odredi udeo Štarkovog pomaka u posmatranim radialnim brzinama, odnosno gravitacionim crvenim pomacima kod toplih belih patuljaka.

Činjenica da većina rezonantnih linija razmatranih u ovom istraživanju pokazuje plavi pomak, sugerise opreznost prilikom pokušaja da se deo izmerenog pomaka linija metala kod toplih belih patuljaka pripiše isticanju mase iz atmosfere.

Izrazite asimetrije usled Štarkovog pomaka, koje se kod linija metala u spektrima toplih belih patuljaka, na osnovu naših rezultata mogu očekivati, moraće da budu uzete u obzir kada budu činjeni pokušaji da se izvrši dijagnostika dinamičkih procesa u atmosferama toplih belih patuljaka.

4.4. Zaključak

U ovom radu je predstavljena jednostavna teorija elektronskog sudarnog pomaka, dominantnog uzroka sudarnog pomeranja jonskih linija u atmosferama toplih zvezda. Na osnovu poređenja sa rezultatima laboratorijskih eksperimenata, pokazano je da rezultati ove teorije ne zaostaju po tačnosti za rezultatima složenijih teorija. S obzirom na svoju jednostavnost i tačnost, ova teorija može naći široku primenu u konstruisanju modela zvezdanih atmosfera i zvezdanih unutrašnjosti, u analizi i sintezi profila linija u zvezdanim spektrima, u dijagnostici atomskih i dinamičkih procesa u zvezdanim atmosferama, kao i u laboratorijskoj spektroskopiji.

Na osnovu rezultata ove teorije, demonstrirana je i analizirana uloga Štarkovog pomaka apsorpcionih linija jona najzastupljenijih metala u spektrima toplih zvezda. Pokazano je da Štarkov pomak izaziva malu asimetriju u krilima rezonantnih linija kod zvezda ranih spektralnih klasa, kao i merljiv pomak i osetnu asimetriju nerezonantnih linija.

Najveći Štarkovi pomaci i asimetrije javljaju se u atmosferama zvezda sa najvećom površinskom gravitacijom i sa najvećim efektivnim temperaturama. U skladu s tim, pokazano je da Štarkov pomak, i u slučaju rezonantnih linija mora biti uzet u račun prilikom određivanja pomaka i asimetrija, kao i mase iz gravitacionog crvenog pomaka kod linija metala u spektrima toplih belih patuljaka.

Kvantitativno je procenjena veličina svih ovih efekata kod toplih zvezda u širokom opsegu vrednosti površinskih gravitacija i efektivnih temperatura. Svi proračuni su obavljani na reprezentativnom uzorku najvažnijih ultraljubičastih jonskih linija.

S obzirom na buran razvoj ultraljubičaste astronomske spektroskopije poslednjih godina, u neposrednoj budućnosti se očekuju još veće mogućnosti konkretne primene ovde dobijenih rezultata za dijagnostiku atmosferskih procesa kod toplih zvezda, proučavanje isticanja mase iz njihovih atmosfera, i određivanje mase belih patuljaka.

PRILOG A

JONIZACIONI BALANS U ATMOSFERAMA TOPLIH ZVEZDA

Na slikama A1–A10 predstavljen je jonizacioni balans vodonika, helijuma, ugljenika i silicijuma u uslovima koji odgovaraju zvezdanim atmosferama. Od stepena jonizacije vodonika i helijuma zavisi udeo naelektrisanih i neutralnih perturbera u sudarnom širenju i pomeranju spektralnih linija. Ugljenik i silicijum su elementi koji su u ovom istraživanju bili zastupljeni sa najviše linija i u najviše stanja jonizacije.

Pošto za ovakve procene aproksimacije LTE daje zadovoljavajuće rezultate (HUBENY i dr., 1985), odnos broja atoma u dva susedna stanja jonizacije određivan je pomoću Sahine formule (npr. GRAY, 1976), dok je snižavanje energije jonizacije usled tuneliranja u električnom polju (npr. COWLEY, 1970; GRABOWSKI, 1973) računato u aproksimaciji najbližeg suseda (UNSÖLD, 1948; 1955), a snižavanje energije jonizacije usled Debajevog ekraniranja prema BASHEK i dr. (1966). Sume po stanjima (particione funkcije) za pojedina stanja jonizacije dobijene su na osnovu tablica TRAVING i dr. (1966), zasnovanih na aproksimaciji suma po stanjima Čebiševljevim polinomima (SCHLENDER i TRAVING, 1965).

Proračuni pokrivaju temperaturski opseg nešto širi od onog u zvezdanim atmosferama, i opseg elektronskih koncentracija koje na H–R dijagramu odgovaraju atmosferama zvezda počev od glavnog niza pa naniže. Za zvezde ranih spektralnih klasa obično je $10^{10} \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a za tople bele patuljke $10^{13} \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

PRILOG B

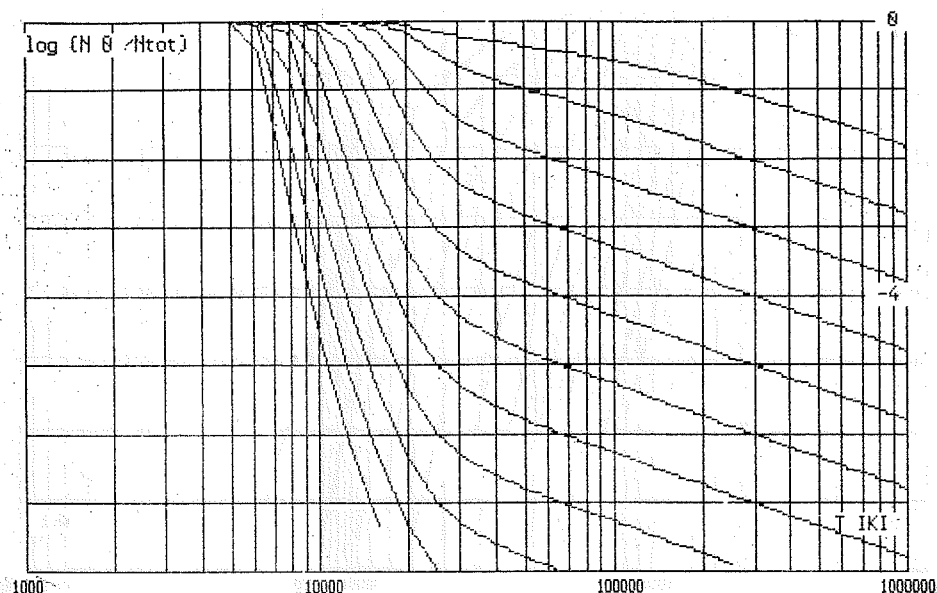
ŠTARKOVI POMACI I POLUŠIRINE NEKIH ASTROFIZIČKI ZNAČAJNIH ULTRALJUBIČASTIH JONSKIH LINIJA

Tablica B1 sadrži vrednosti elektronskih sudarnih poluširina ($2w$) i pomaka (d), u angstromima, u zavisnosti od temperature (T), za $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, dobijene na osnovu modifikovane semiempirijske teorije (opisane u odeljku 2.1.1.), po formulama (2.18) i (2.20), za 13 ultraljubičastih jonskih multipleta.

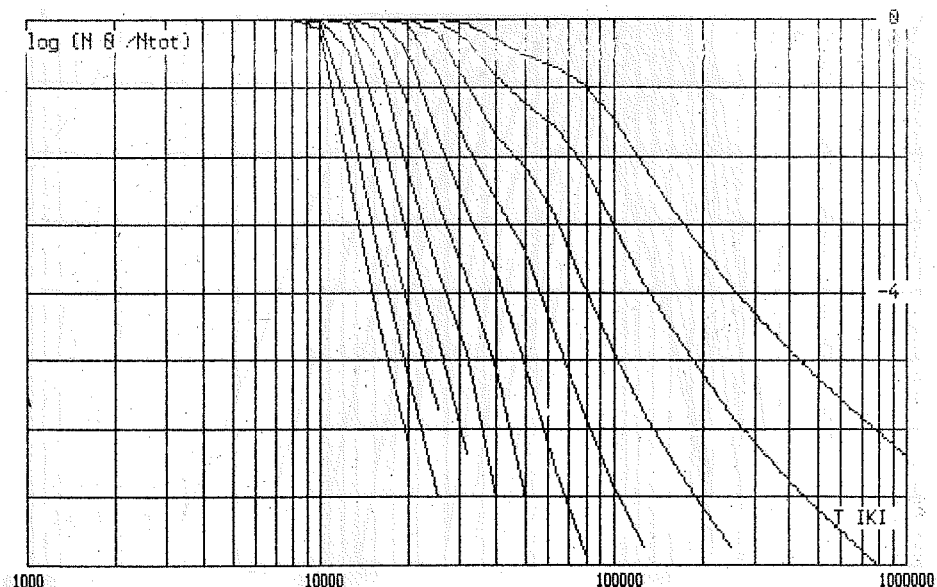
Tablica takođe sadrži i koeficijente A i B, dobijene fitovanjem temperaturske zavisnosti poluširine ($2w$) i pomaka (d) (u intervalu $5 \cdot 10^3 - 10^6 \text{ K}$), u angstromima, formulom oblika

$$N_e \cdot 10^{-17} \cdot AT^B$$

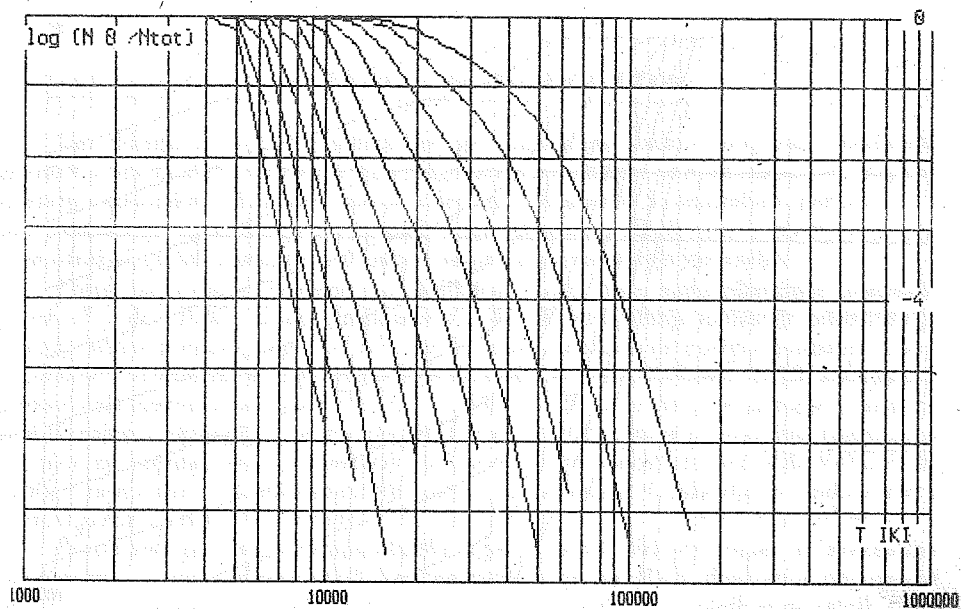
U poslednjoj koloni tablice B1 date su konstante Štarkovog širenja C_4 , izračunate na osnovu formula (1.49) i (1.50), koje omogućavaju procenu protonskog sudarnog širenja i pomaka pomoću formula (1.47) i (1.48).



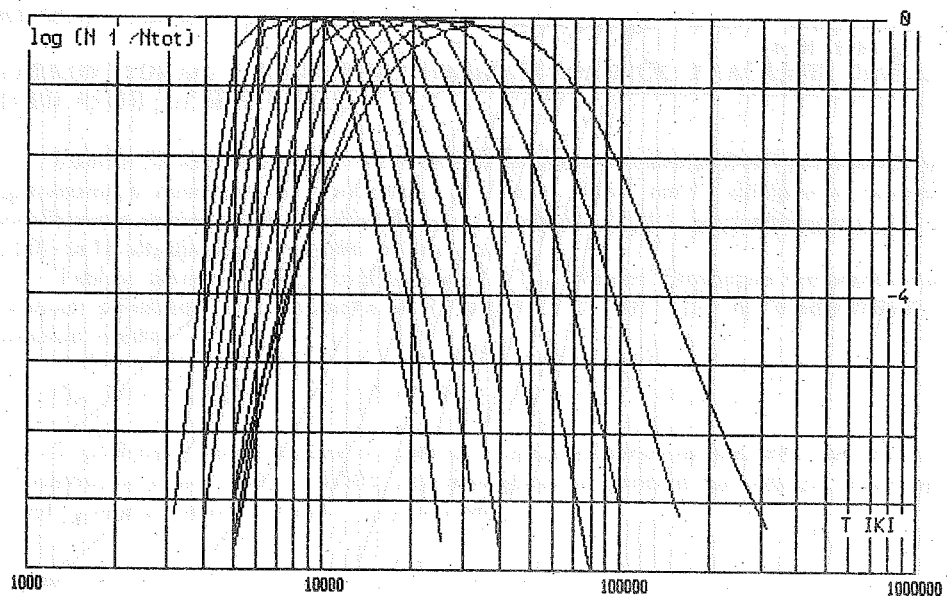
Slika A1. Odnos broja 0 puta jonizovanih H–atoma prema broju H–atoma u prvih 2 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (sleva nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



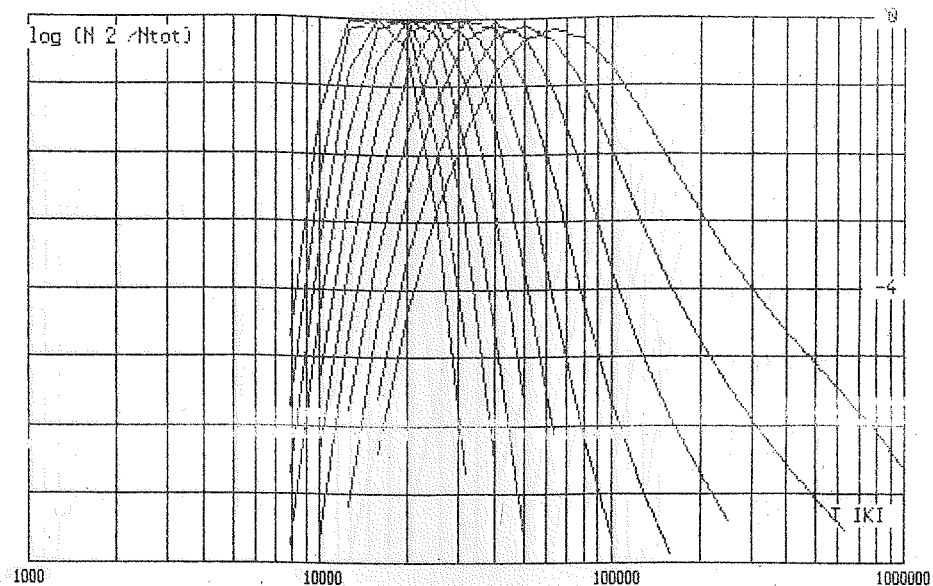
Slika A2. Odnos broja 0 puta jonizovanih He–atoma prema broju He–atoma u prvih 3 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (sleva nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



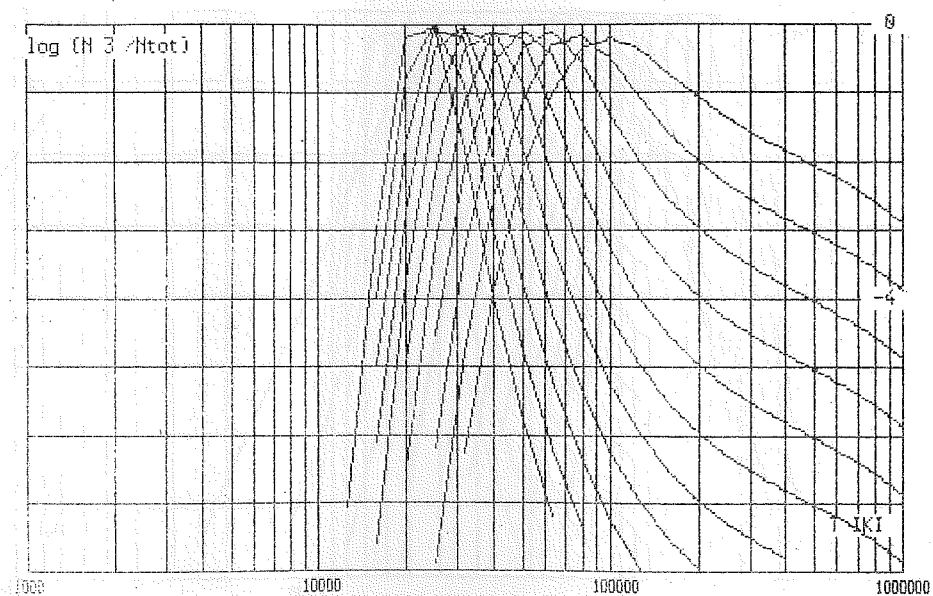
Slika A3. Odnos broja 0 puta jonizovanih C-atoma prema broju C-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (sleva nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



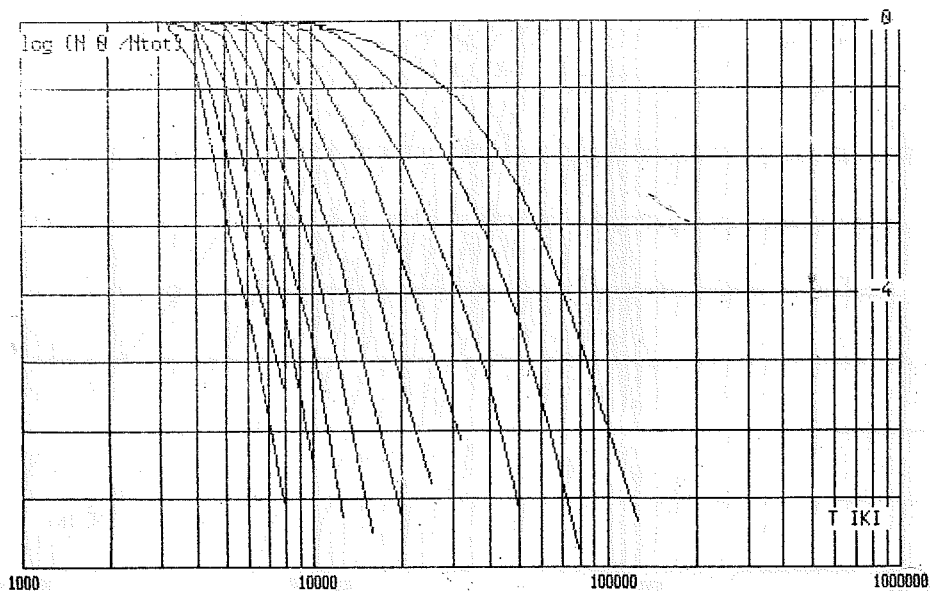
Slika A4. Odnos broja 1 puta jonizovanih C-atoma prema broju C-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (sleva nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



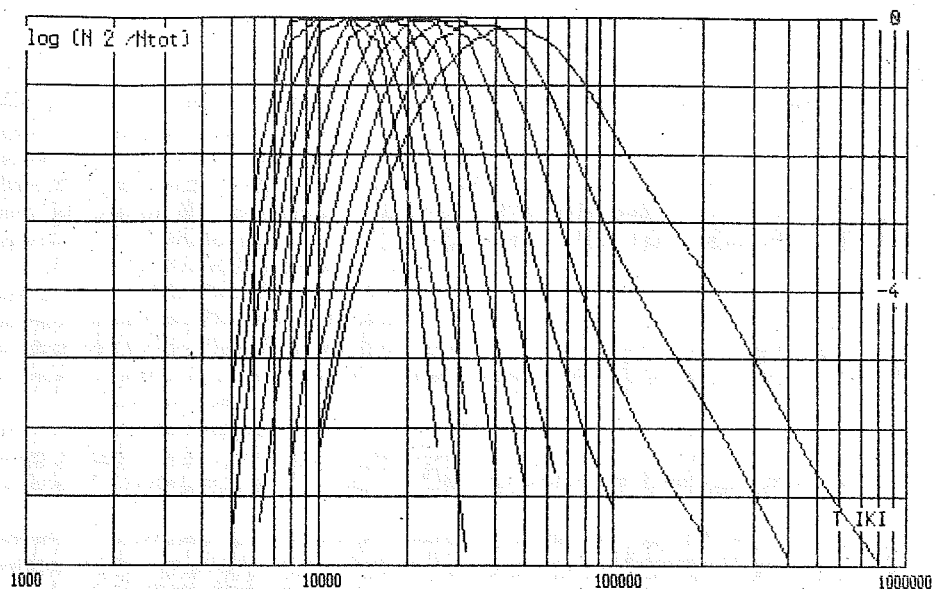
Slika A5. Odnos broja 2 puta jonizovanih C-atoma prema broju C-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (sleva nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



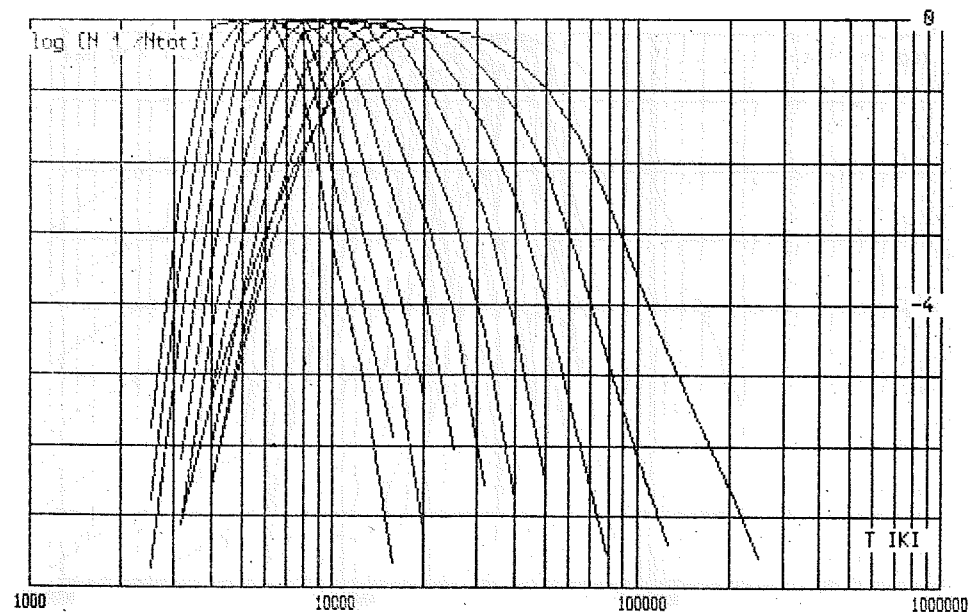
Slika A6. Odnos broja 3 puta jonizovanih C-atoma prema broju C-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (sleva nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



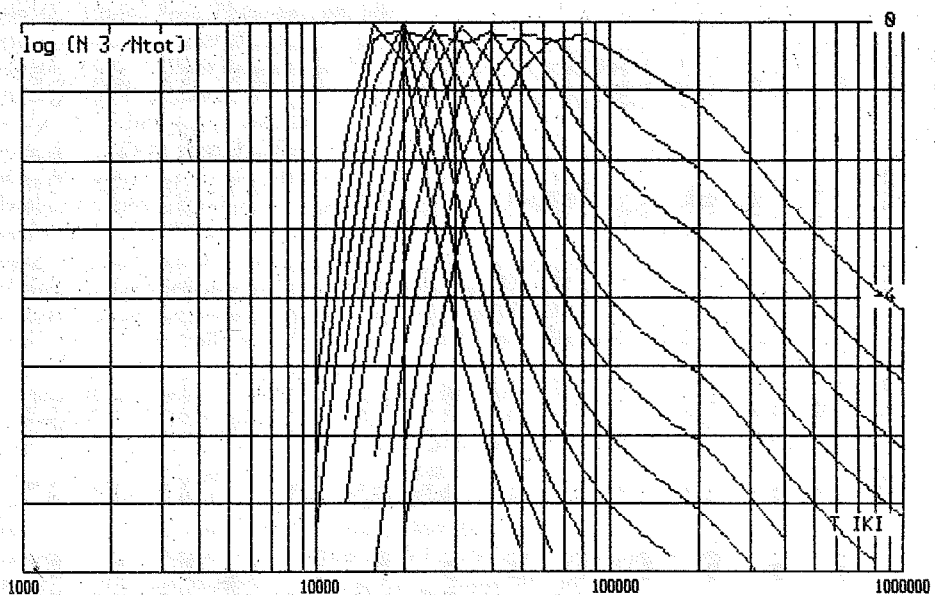
Slika A7. Odnos broja 0 puta jonizovanih Si-atoma prema broju Si-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (slevo nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



Slika A9. Odnos broja 2 puta jonizovanih Si-atoma prema broju Si-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (slevo nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



Slika A8. Odnos broja 1 puta jonizovanih Si-atoma prema broju Si-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (slevo nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.



Slika A10. Odnos broja 3 puta jonizovanih Si-atoma prema broju Si-atoma u prvih 5 stanja jonizacije, u zavisnosti od temperature. Svaka kriva odgovara po jednoj vrednosti elektronske gustine, od $\log N_e = 10$ do $\log N_e = 20$ (slevo nadesno), sa jediničnim korakom u logaritamskoj skali.

TABLICA B1.

MULTIPLT	T [K]	5000	10000	20000	40000	120000	300000	A	B	C ₄
Si II (4 UV) λ=1263.3	2w d	2.60-2 6.26-3	1.84-2 7.11-3	1.30-2 7.00-3	9.20-3 6.11-3	6.64-3 5.20-3	7.30-3 3.92-3	7.32-2 6.67-2	-1.87-1 -2.30-1	1.67-15
Si II (17 UV) λ=2905.2	2w d	3.26 2.48-1	2.95 1.24-1	2.73 1.16-1	2.46 1.36-1	2.10 1.11-1	1.76 7.50-2	1.49+1 2.70	-1.70-1 -2.86-1	4.50-14
Si II (18 UV) λ=2501.6	2w d	7.64 7.09-1	7.07 5.11-1	6.07 4.54-1	5.42 3.72-1	4.25 2.46-1	3.43 1.58-1	5.37+1 2.54+1	-2.19-1 -4.02-1	1.99-13
Si III (2 UV) λ=1206.51	2w d	1.90-2 6.46-3	1.34-2 4.57-3	9.51-3 3.23-3	6.72-3 -2.28-3	3.88-3 -1.30-3	2.77-3 -8.64-4	4.62-1 -3.86-1	-4.03-1 -4.84-1	3.59-18
Si III (4 UV) λ=1298.9	2w d	2.72-2 -1.74-2	1.92-2 -1.23-2	1.36-2 -8.69-3	9.60-3 -6.14-3	5.55-3 -3.52-3	4.13-3 -2.36-3	5.46-1 -9.19-1	-3.81-1 -4.72-1	-1.03-17
Si IV (1 UV) λ=1396.7	2w d	1.98-2 -2.22-3	1.40-2 -1.57-3	9.92-3 -1.11-3	7.01-3 -7.85-4	4.05-3 -4.53-4	2.90-3 -2.96-4	5.54-1 -1.57-1	-4.12-1 -5.00-1	-1.17-17
Si IV (23 UV) λ=1796.6	2w d	7.20-1 9.11-2	5.10-1 6.44-2	3.83-1 4.39-2	3.29-1 2.96-2	2.74-1 1.43-2	2.34-1 7.51-3	3.82 1.67+1	-2.24-1 -6.03-1	9.06-17
Si IV (27 UV) λ=1672.61	2w d	8.19-1 1.58-1	6.38-1 1.19-1	5.40-1 9.95-2	4.70-1 8.75-2	3.79-1 6.08-2	3.08-1 3.68-2	5.24 5.80	-2.25-1 -4.00-1	2.30-14
C II (1 UV) λ=1335.3	2w d	1.52-2 -6.91-3	1.08-2 -4.88-3	7.60-3 -3.45-3	5.38-3 -2.44-3	3.10-3 -1.56-3	2.33-3 -1.37-3	2.57-1 -1.16-1	-3.65-1 -3.60-1	-9.45-18
C III (1 UV) λ=977.026	2w d	6.07-3 -3.31-3	4.29-3 -2.34-3	3.04-3 -1.66-3	2.15-3 -1.17-3	1.24-3 -6.71-4	8.29-4 -4.58-4	2.17-1 -1.52-1	-4.36-1 -4.59-1	2.17-17
C IV (1 UV) λ=1549.1	2w d	1.03-2 -4.19-3	7.28-3 -2.96-3	5.15-3 -2.09-3	3.64-3 -1.48-3	2.10-3 -8.54-4	1.51-3 -5.62-4	2.94-1 -2.18-1	-4.14-1 -4.71-1	-1.02-17
N V (1 UV) λ=1240.1	2w d	4.74-3 -1.94-3	3.35-3 -1.37-3	2.37-3 -9.72-4	1.67-3 -6.87-4	9.67-4 -3.97-4	6.73-4 -2.53-4	1.65-1 -1.31-1	-4.33-1 -4.95-1	-5.52-18
O VI (1 UV) λ=1033.8	2w d	2.47-3 -1.01-3	1.75-3 -7.17-4	1.23-3 -5.07-4	8.73-4 -3.59-4	5.04-4 -2.07-4	3.36-4 -1.32-4	9.97-2 -6.92-2	-4.47-1 -4.96-1	-3.22-18

LITERATURA

REFERENCES

Adler, K., Bohr, A., Huus, T., Mottelson, B., Winther, A.: 1956, Rev. Mod. Phys. 28, 432
 Alcock, C., Illarionov, A.: 1980a, Ap. J. 235, 534
 Alcock, C., Illarionov, A.: 1980b, Ap. J. 235, 541
 Allard, N., Kielkopf, J.: 1982, Rev. Mod. Phys. 54, 1103
 Baird, J.P., Eckart, M.J., Sanderman, R.J.: 1979, J. Phys. B12, 355
 Bappu, M.K.V., Sahade, J. (eds.): 1973, Wolf-Rayet and High Temperature Stars, IAU Symp. No. 49, D. Reidel, Dordrecht, Boston
 Baranger, M.: 1958a, Phys. Rev. 111, 481
 Baranger, M.: 1958b, Phys. Rev. 111, 494
 Baranger, M.: 1958c, Phys. Rev. 112, 855
 Baranger M.: 1962, in Atomic and Molecular Processes, ed. D.R. Bates, Academic Press, New York and London
 Barker, P.K., Marlborough, J.M.: 1985, Ap. J. 288, 329
 Barnes, K.S., Peach, G.: 1970, J. Phys. B3, 350
 Baschek, B., Holweger, H., Traving, G.: 1966, Abhandlungen Hambruger Sternwarte Band VIII, Nr1
 Baschek, B., Kudritzki, R.P., Scholz, M., Simon, K.P.: 1982, Astr. Ap. 108, 387
 Bashkin, S., Stoner Jr. J.O.: 1975, Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams, Vols. I-II, North Holland, Amsterdam
 Bates, D.R., Damgaard, A.: 1949, Phil. Trans. Roy. Soc. London A242, 101
 Beals, C.S.: 1929, MNRAS 90, 202
 Beals, C.S.: 1951, Pub. Dom. Ap. Obs. 90, 202
 Bely, O.: 1966a, JILA Rep. No. 89
 Bely, O.: 1966b, Proc. Phys. Soc. 88, 587
 Bely, O., Petrini, D.: 1970, Astr. Ap. 6, 318
 Bely, O., Tully, J., Van Regemorter, H.: 1963, Ann. Phys. 8, 303
 Bely, O., Van Regemorter, H.: 1970, Ann. Rev. Astr. Ap. 8, 329
 Bertout, C.: 1984, Ap. J. 285, 269
 Bethe, H.A.: 1930, Ann. Physik 5, 3251
 Blaha, M.: 1969, Ap. J. 157, 473
 Blandin, J., Sahal-Bréchet, S., Chapelle, J., Sy, A.: 1968, Phys. Lett. A26, 487
 Bogges, A. et al.: 1978a, Nature 275, 372
 Bogges, A. et al.: 1978b, Nature 275, 377
 Bréchet, S., Van Regemorter, H.: 1964a, Ann. Ap. 27, 432
 Bréchet, S., Van Regemorter, H.: 1964b, Ann. Ap. 27, 739
 Breene, R.G.: The Shift and Shape of Spectral Lines, Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris
 Bridges, J.M., Wiese, W.L.: 1967, Phys. Rev., 159, 31
 Bruhweiler, F.C.: 1985, BAAS 17, 559
 Bruhweiler, F.C., Dean, Ch.A.: 1983, Ap. J. 274, L87
 Bruhweiler, F.C., Kondo, Y.: 1981, Ap. J. 248, L123
 Bruhweiler, F.C., Kondo, Y.: 1982, Ap. J. 259, 232
 Bruhweiler, F.C., Kondo, Y.: 1983, Ap. J. 269, 657
 Bruhweiler, F.C., Kondo, Y., McCluskey, G.E.: 1981, Ap. J. Suppl. 46, 255
 Caster, J.L., Lamers, H.J.G.L.M.: 1979, Ap. J. Suppl. 39, 481
 Cerruti-Sola, M., Perinoto, M.: 1985, Ap. J. 291, 237
 Chandrasekhar, S.: 1935, MNRAS 95, 207
 Chandrasekhar, S.: 1939, An Introduction to the Study of Stellar Structure, Univ. Chicago Press, Chicago

Condon, E.U., Shortley, G.H.: 1964, *Theory of Atomic Spectra*, Cambridge Univ. Press, London

Cooper, J.: 1966, *Rep. Prog. Phys.* **29**, 35

Cowley, C.R.: 1970, *The Theory of Stellar Spectra*, Gordon and Breach, New York, London, Paris

Cox, A.N.: 1965, in *Stellar Structure*, eds. L.H. Aller and D.B. McLaughlin, Univ. Chicago Press, Chicago and London, p. 195

Davidson, K., Netzer, H.: 1979, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 715

Davis, J., Roberts, D.E.: 1967, *Proc. Phys. Soc.* **92**, 889

Dean, Ch., A., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Ap. J. Suppl.* **57**, 133

De Jager, C.: 1980, *The Brightest Stars*, D. Reidel, Dordrecht, Boston, London

Dimitrijević, M.S.: 1982a, in *Sun and Planetary System*, eds. W. Fricke and G. Teleki, D. Reidel, Dordrecht, p. 101

Dimitrijević, M.S.: 1982b, in *The Physics of Ionized Gases (Inv. Lectures of SPIG-82)*, ed. G. Pichler, Inst. Phys. Univ. Zagreb, p. 397

Dimitrijević, M.S.: 1982c, *Astr. Ap.* **112**, 251

Dimitrijević, M.S.: 1983, *Astr. Ap.* **127**, 68

Dimitrijević, M.S.: 1984, *Astr. Ap.* **131**, 327

Dimitrijević, M.S.: 1988a, *Astr. Ap. Suppl.* (in press)

Dimitrijević, M.S.: 1988b, *Bull. Obs. Astron. Belgrade*, No. 139, 31

Dimitrijević, M.S., Feautrier, N., Sahal-Brechot, S.: 1981, *J. Phys.* **B14**, 2559

Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1980, *JQSRT* **24**, 451

Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1981a, in *Spectral Line Shapes*, ed. B. Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York, p. 211

Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1981b, *Astr. Ap.* **102**, 93

Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1981c, *JQSRT* **25**, 387

Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1986, *Astr. Ap.* **163**, 297

Dimitrijević, M.S., Konjević, N., Kršljanin, V.: 1987a, in *Spectral Line Shapes*, Vol. 4, ed. R.J. Exton, A. Deepak, Hampton, Virginia, USA, p. 63

Dimitrijević, M.S., Konjević, N., Kršljanin, V.: 1987b, in *Spectral Line Shapes*, Vol. 4, ed. R.J. Exton, A. Deepak, Hampton, Virginia USA, p. 65.

Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1985, in *XVII ICPIG Contributed Papers*, Vol. 2, eds. J.S. Bakos and Zs. Sorlei, Organizing Committee ICPIG-XVII, Budapest, p. 975

Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1986a, *Astr. Ap.* **165**, 269

Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1986b, in *The Physics of Ionized Gases-SPIG '86*, ed. M.V. Kurepa, Dept. Phys. Meteorol. Univ. Belgrade, p. 321.

Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1988, in *Radiative Excitation and Ionization Processes*, ed. V. Vujnović, Inst. Phys. Univ. Zagreb, p. 22

Dupree, A.K., Raymond, J.C.: 1982, *Ap. J.* **263**, L63

Ebbets, D.: 1985, *High Resolution Spectrograph Instrument Handbook*, Space Telescope Science Institute, NASA-ESA

Fleurier, C., Sahal-Brechot, S., Chapelle, J.: 1977, *JQSRT* **17**, 595

Gailitis, M.: 1963, *Sov. Phys. JETP* **17**, 1328

Grabowski, B.: 1973, *Acta Phys. Polon.* **A44**, 565

Grabowski, B., Madej, J., Halenka, J.: 1986, *Ap. J.* to be published

Grady, C.A., Snow, T.P., Cash, W.C.: 1984, *Ap. J.* **283**, 218

Grauer, A., Bond, H.: 1984, *Ap. J.* **277**, 211

Gray, D.F.: 1976, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, Wiley, New York, London, Sydney, Toronto

Gray, D.F.: 1982, *Mem. S.A. It.* **53**, 931

Greenstein, J.L.: 1971, in *White Dwarfs*, IAU Symp. No. 42, ed. W.J. Luyten, D. Reidel, Dordrecht, p. 42.

Greenstein, J.L.: 1979, in *White Dwarfs and Variable Degenerate Stars*, IAU Coll. 53, eds. H.M. Van Horn and V. Weidemann, Univ. Rochester Press, Rochester, NY, p. 1

Greenstein, J.L.: 1985, *PASP* **97**, 827

Greenstein, J.L., Boksenberg, A., Carswell, R., Shortridge, K.: 1977, *Ap. J.* **212**, 186

Greenstein, J.L., Trimble, V.L.: 1967, *Ap. J.* **149**, 283

Griem, H.R.: 1968, *Phys. Rev.* **165**, 258

Griem, H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York, London

Griem, H.R., Baranger, M., Kolb, A.C., Oertel, G.K.: 1962, *Phys. Rev.* **125**, 177

Griffin, R & R.: 1985, *Astr. Ap.* **149**, 437

Heck, M. (ed.): 1969, *Mass Loss from Stars*, D. Reidel, Dordrecht

Hadžiomerspahić, D., Platiša, M., Konjević, N., Popović, M.: 1973, *Zs. Phys.* **262**, 169

Hamada, T., Salpeter, E.E.: 1961, *Ap. J.* **134**, 683

Hamann, W.R., Gruschinski, J., Kudritzki, R.P., Simon, K.P.: 1981, *Astr. Ap.* **104**, 249

Heap, S.R. et al.: 1978, *Nature* **275**, 385

Heber, V., Hunger, K., Jonas, G., Kudritzki, R.P.: 1984a, *Astr. Ap.* **130**, 119

Heber, V., Hamann, W.-R., Hunger, K., Kudritzki, R.P., Simin, K.P., Mendez, R.H.: 1984b, *Astr. Ap.* **136**, 331

Heck, A., Egret, D., Jaschek, M., Jaschek, C.: 1984, *IUE Low-Dispersion Spectra Reference Atlas-Part I. Normal Stars*, ESA, Paris

Helbig, V., Kusch, H.J.: 1972, *Astr. Ap.* **20**, 299

Henrichs, H.F.: 1984, in *Proc. 4th Eur. IUE Conf.*, Rome, Italy, ESA SP-218, 43

Henrichs, H.F.: 1986, *PASP* **98**, 48

Henry, R.B.C., Shipman, H.L., Wesemael, F.: 1985, *Ap. J. Suppl.* **57**, 145

Heroux, L.: 1963, *Nature* **198**, 1291

Heroux, L.: 1964, *Proc. Phys. Soc. (London)* **83**, 121

Hinteregger, H.E., Hall, L.A., Schweizer, W.: 1964, *Ap. J.* **140**, 319

Holberg, J.B., Sandel, B.R., Forrester, W.T., Broadfoot, A.L., Shipman, H.L., Barry, D.C.: 1980, *Ap. J.* **242**, L119

Holberg, J.B., Wesemael, F., Hubeny, I.: 1984, *Ap. J.* **280**, 679

Holberg, J.B., Wesemael, F., Wegner, G., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Ap. J.* **293**, 294

Houziaux, L., Butler, H.E. (eds.): 1970, *Ultraviolet Stellar Spectra and Related Ground-Based Observations*, IAU Symp. No. 36, D. Reidel, Dordrecht

Hubeny, I., Stefl, S., Harmanec, P.: 1985, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **36**, 214

Huhn, R., Kusch, H.J.: 1973, *Astr. Ap.* **28**, 159

Hui, A.K., Armstrong, B.H., Wry, A.A.: 1978, *JQSRT* **19**, 509

Jones, W.W., Benett, S.M., Griem, H.R.: 1971, *Tech. Rep. No 78-128*, Univ. Maryland

Klarsfeld, S.: 1970, *Phys. Lett.* **32A**, 26

Kobzev, G.A.: 1971, *Opt. Spectrosc. (USSR)* **30**, 106

Kolb, A.C., Griem, H.R.: 1958, *Phys. Rev.* **111**, 514

Konjević, N., Dimitrijević, M.S.: 1981, in *Spectral Line Shapes*, ed. B. Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York, p. 241

Konjević, N., Roberts, J.R.: 1976, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 209

Konjević, N., Wiese, W.L.: 1976, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 259

Konjević, N., Dimitrijević, M.S., Wiese, W.L.: 1984, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649

Köppen, J., Wehrse, R.: 1980, *Astr. Ap.* **85**, L15

Koester, D., Schulz, H., Weidemann, V.: 1979, *Astr. Ap.* **76**, 262

Koester, D., Vauclair, G., Dolez, N., Oke, J.B., Greenstein, J.L., Weidemann, V.: 1985, *Astr. Ap.* **149**, 423

Kostyakova, E.B.: 1981, in *Zvezdy i zvezdnye sistemy*, ed. D.Ya. Martynov, Nauka, Moskva

Krainov, V.P., Smirnov, B.M.: 1983, *Izluhatel'nye protsessy v atomnoi fizike*, Vysshaya shkola, Moskva

Kršljanin, V.: 1985, *Publ. Astr. Soc. „R. Bošković”*, No. 4, 177

Kršljanin, V.: 1988a, in Radiative Excitation and Ionization Processes, ed. V. Vujnović, Inst. Phys. Univ. Zagreb, p. 80
 Kršljanin, V.: 1988b, Astr. Ap. (submitted)
 Kršljanin, V.: 1988c, in Solar and Stellar Granulation, eds. R.J. Rutten and G. Severino, Kluwer (in press)
 Kršljanin, V., Dimitrijević, M.S.: 1986, in Colloquium on Atomic Spectra nad Oscillator Strengths for Astrophysics and Fusion Research, Univ. Toledo, Ohio USA, p. 4
 Kršljanin, V., Dimitrijević, M.S.: 1988, Z. Physik. D. (submitted)
 Kršljanin, V., Vince, I.: 1986, Bull. Obs. Astron. Belgrade, No. 136, 12
 Kudritzky, R.P.: 1976, Astr. Ap. 52, 11
 Kunze, H.-J.: 1972, Space Sci. Rev. 13, 565
 Kunze, H.-J., Johnston III, W.D.: 1971, Phys. Rev. A3, 1384
 Kurucz, R.L.: 1979, Ap. J. Suppl. 40, 1
 Labat, J., Djenize, S., Ćirković, Lj., Purić, J.: 1974, J. Phys. B7, 1174
 Lakićević, I.S., Purić, J., Ćuk, M.: 1981, in Spectral Line Shapes, ed. B. Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York, p. 253
 Lampton, M., Mewe, R.: 1979, Astr. Ap. 78, 104
 Lee, R.W., Bromage, G.E., Richards, A.G.: 1979, J. Phys. B12, 3445
 Lemaire, J.L., Chotin, J.L., Rostas, F.: 1985, J. Phys. B18, 95
 Liebert, J.: 1980, Ann. Rev. Astr. Ap. 18, 363
 Luyten, W. (ed.): 1971, White Dwarfs, IAU Symp. No. 42, D. Reidel, Dordrecht
 McCook, G.P., Sion, E.M.: 1977, Vilanova Univ. Obs. Contrib. No. 2
 McCrea, W.H.: 1929, Zs. Phys. 57, 367
 Messiah, A.: 1961, Quantum Mechanics, J. Wiley & Sons, New York
 Mihalas, D.: 1978, Stellar Atmospheres, W.H. Freeman & Co., San Francisco
 Monteiro, T.S., Dickinson, A.S., Lewis, E.L.: 1985, J. Phys. B18, 3499
 Morris, J.C., Morris, R.V.: 1970, Aerospace Research Laboratories Rep. No. ARL 70-0038
 Muchmore, B.: 1984, Ap. J. 278, 769
 Nikitin, A.A., Rudzikas, Z.B.: 1983, Osnovy teorii spektrov atomov i ionov, Nauka, Moskva
 Nugis, T., Sapar, A.: 1985, High-Resolution IUE Spectrum of the WN6 Star HD192163: the FeV and FeVI Dominated Emission-Line Spectrum at $\lambda < 1720 \text{ \AA}$, Valgus, Tallin
 Oertel, G.K., Shomo, L.P.: 1968, Ap. J. Suppl. 16, 175
 Peytremann, E.: 1972, Astr. Ap. 17, 76
 Platiša, M., Popović, M., Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1975, Zs. Naturforsch. 30a, 212
 Platiša, M., Popović, M., Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1977, Astr. Ap. 54, 837
 Plavec, M.J., Dobias, J.J., Weiland, J.L., Stone, R.P.S.: 1982, in Be Stars, eds. M. Jaschek, H.-C. Groth, IAU Symp. No. 98, D. Reidel, Dordrecht, Boston
 Popenoe, C.H., Shumaker, Jr., J.B.: 1965, J. Res. Nat. Bur. Stand. A69, 495
 Powel, W.R.: 1966, dissertation, Johns Hopkins Univ., unpublished
 Preston, G.E.: 1970, Ap. J. 160, L143
 Purić, J., Konjević, N.: Zs. Phys. 249, 440
 Roberts, D.E.: 1970, Astr. Ap. 6, 1
 Roberts, D.E., Barnard, A.J.: 1972, JQSRT 12, 1205
 Roberts, D.E., Davis, J.: 1967, Phys. Lett. A25, 175
 Rogerson, Jr., J.B., Upson II, W.L.: 1977, Ap. J. Suppl. 35, 37
 Roueff, E.: 1970, Astr. Ap. 7, 4
 Roueff, E.: 1975, Astr. Ap. 38, 41
 Rozsnyai, B.F.: 1977, JQSRT 17, 77
 Sahal-Bréchet, S.: 1969a, Astr. Ap. 1, 91
 Sahal-Bréchet, S.: 1969b, Astr. Ap. 2, 322
 Sahal-Bréchet, S., Segre, E.R.A.: 1971, Astr. Ap. 13, 161
 Schlender, B., Traving, G.: 1965, Zs. Ap. 61, 92

Scholz, M.: 1972, Vistas in Astronomy, 14, 33
 Seaton, M.J.: 1962, in Atomic and Molecular Processes, ed. D.R. Bates, Academic Press, New York, Chap. 11
 Shipman, H.L.: 1977, Ap. J. 213, 138
 Shipman, H.L.: 1979, Ap. J. 228, 240
 Shipman, H.L., Mahan, R.G.: 1976, Ap. J. 209, 205
 Shore, B.W., Menzel, D.H.: 1965, Ap. J. Suppl. 12, 106
 Sion, E.M., Guinan, E.F.: 1983, Ap. J. 265, L87
 Sion, E.M., Guinan, E.F., Wesemael, F.: 1982, Ap. J. 255, 232
 Sion, E.M., Liebert, J., Starrfield, S.G.: 1985a, Ap. J. 292, 471
 Sion, E.M., Liebert, J., Wesemael, F.: 1985b, Ap. J. 292, 477
 Smirnov, B.M.: 1967, Sov. Phys. JETP 24, 314
 Sobolev, V.V.: 1975, Kurs teoreticheskoj astrofiziki, Nauka, Moskva
 Thomas, R.N.: 1983, Stellar Atmospheric Structural Patterns, CNRS-NASA SP-471
 Traving, G.: 1955, Zs. Ap. 36, 1
 Traving, G., Baschek, B., Holweger, H.: 1966, Abhandlungen Hamburger Sternwarte, Band VIII, Nr 1
 Trimble, V., Greenstein, J.L.: 1972, Ap. J. 177, 441
 Turnshek, D.A.: 1986, Space Telescope Science Institute Preprint No. 97
 Underhill, A.B.: 1966, The Early Type Stars, D. Reidel, Dordrecht
 Underhill, A.B.: 1972, Vistas in Astronomy, 13, 169
 Underhill, A.B.: 1984, Ap. J. 287, 874
 Underhill, A.B., Doazan, V.: 1982, The B Stars with and without Emission Lines, CNRS-NASA SP-456
 Unsöld, A.: 1942, Zs. Ap. 21, 22
 Unsöld, A.: 1948, Zs. Ap. 24, 355
 Unsöld, A.: 1955, Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin
 Van Horn, H.M., Weidemann, V. (eds.): 1979, White Dwarfs and Variable Degenerate Stars, IAU Coll. No. 53, Univ. Rochester Press, Rochester
 Van Regemorter, H.: 1960, MNRAS 121, 213
 Van Regemorter, H.: 1962, Ap. J. 136, 906
 Vauclair, G., Vauclair, S., Greenstein, J.L.: 1979, Astr. Ap. 80, 79
 Vince, I.: 1986, disertacija, Beogradski univ., neobjavljeno
 Vince, I., Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1985a, in Spectral Line Shapes, ed. F. Rostas, W. de Gruyter, Berlin, New York, p. 649
 Vince, I., Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1985b, in Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory, eds. J.E. Beckman, L. Crivellari, D. Reidel, Dordrecht, Boston, Lancaster, p. 373
 Wegner, G.: 1978, MNRAS 182, 111
 Weidemann, V.: 1968, An. Rev. Astr. Ap. 6, 351
 Wesemael, F.: 1981, Ap. J. Suppl. 45, 177
 Wesemael, F., Auer, L.H., Van Horn, H.M., Savedoff, M.P.: 1980, Ap. J. Suppl. 43, 159
 Wesemael, F., Green, R.F., Liebert, J.: 1985, Ap. J. Suppl. 58, 379
 Wesemael, F., Henry, R.B.C., Shipman, H.L.: 1984, Ap. J. 287, 868
 Wesselius, P., Koester, D.: 1978, Astr. Ap. 70, 745
 Wiese, W.L., Keleher, D.E.: 1971, Ap. J. 166, L59
 Wiese, W.L., Konjević, N.: 1982, JQSRT 28, 185
 Wiese, W.L., Kelleher, D.E., Paquette, D.R.: 1972, Phys. Rev. A6, 1132
 Wiese, W.L., Smith, M.W., Glennon, B.M.: 1966, Atomic Transition Probabilities, GPO, Washington
 Wiese, W.L. Smith, M.W., Miles, B.M.: 1969, Atomic Transition Probabilities, GPO, Washington

Winget, D.E., Hansen, C.J., Van Horn, H.M.: 1983, Nature 303, 701
Winget, D.E., Lamb, D.Q., Van Horn, H.M.: 1985, in preparation
Woltz, L.A., Iglesias, C.A., Hooper Jr., C.F.: 1982, JQSRT 27, 233
Wray, J.D., Parsons, S.B., Henize, K.G.: 1979, Ap. J. 234, L187
Zilitis, V.A.: 1983, Opt. Spektrosk. (USSR) 55, 215