

## Ατομική και Μοριακή Φυσική

1. Εισαγωγή
2. Πολυηλεκτρονιακά άτομα: Ταυτόσημα σωματίδια ,συμμετρικές και αντισυμμετρικές κυματοσυναρτήσεις. Η αρχή του Pauli.
3. Θεωρία των Hartree και Fock
4. Η κβαντομηχανική εξήγηση του περιοδικού συστήματος
5. Το μοντέλο του διπλού πηγαδιού
6. Παραδείγματα απλών μορίων
7. Ατομικά και μοριακά φάσματα: ηλεκτρονιακές, περιστροφικές και δονητικές αποδιεγέρσεις
8. Σύζευξη τροχιακής στροφορμής και σπιν.
9. Φαινόμενο Zeeman, υπερλεπτή υφή.
10. Χρονοεξαρτώμενη θεωρία διαταραχών
11. Ρυθμοί μετάβασης και κανόνες επιλογής.
12. Αυθόρμητη και επαγόμενη εκπομπή. Εύρος γραμμής.
13. Ειδικά σύγχρονα θέματα.

## Διάλεξη 1 ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΜΟΡΙΑΚΗ ΦΥΣΙΚΗ 2007

### Διδακτικά βοηθήματα:

1. Στ. Τραχανάς, ΚΒΑΝΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ Ι  
Παν. Εκδόσεις Κρήτης, 2005, κυρίως Κεφάλαια 10 ως 13 (σελ. 413-)
2. Σημειώσεις Ατομικής και Μοριακής Φυσικής, ΕΜΠ 2002  
(Θα διανεμηθούν εντός του τρέχοντος εξαμήνου)
3. Τεύχος Εργαστηριακές Ασκήσεις Ατομικής και μοριακής Φυσικής
4. Σημειώσεις Φασματοσκοπίας από την ιστοσελίδα:  
<http://users.ntua.gr/fokitis/atom-molec-ntua--lab04.html> που μπορείτε να τη  
βρείτε και από: [http://www.physics.ntua.gr/gr/istoselides\\_mathimaton.htm](http://www.physics.ntua.gr/gr/istoselides_mathimaton.htm)

### Περιγραφή της διαδικασίας του μαθήματος

1. Οι φοιτητές και φοιτήτριες θα μπορεί να αναλάβουν, να υλοποιήσουν και να παρουσιάσουν ένα project γύρω από την θεματολογία της Ατομικής και Μοριακής Φυσικής.

Η εργασία αυτή δεν είναι υποχρεωτική αλλά ωστόσο αποτελεί την αφορμή για αυτοαξιολόγηση σας ως προς την επίδοση στο μάθημα αλλά και ως προς το ενδιαφέρον που ο διδάσκων προκάλεσε κατά τη διάρκεια του εξαμήνου.

**2. Εργαστήριο ΑΜ φυσικής (υποχρεωτικό).** Περιλαμβάνει 4 ασκήσεις ανά φοιτητή. Σε εξαιρετικές περιπτώσεις, και κατόπιν συμφωνίας με επιβλέποντα από την ομάδα των υπευθύνων ή άλλο μέλος ΔΕΠ, είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί και Πέμπτη άσκηση.

### Περιεχόμενο της ΑΜ φυσικής (ΑΤΜΟΦ).

Με αφετηρία τη γνώση της Κβαντομηχανικής και δομής της ύλης, γίνεται μία περιήγηση γύρω από τον πραγματικό κόσμο των ατόμων και μορίων, και μελετάμε τις αλληλεπιδράσεις των με ηλεκτρομαγνητικές και άλλες ακτινοβολίες. Παράλληλα, μπαίνουμε ορισμένες περιπτώσεις σε λεπτομέρειες της δομής και της συμπεριφοράς των, και συχνά συγκρίνουμε θεωρία με αντίστοιχα πειράματα.

### Φάσματα στην ΑΤΜΟΦ

Υπενθυμίζεται πως ότι γνωρίζουμε γύρω από άτομα και μόρια είναι αποτέλεσμα συλλογισμών των ερευνητών γύρω από παρατηρήσεις φαινομένων, που πολλές φορές (συνήθως) έχουν τη μορφή πειραμάτων. Υπάρχουν φαινόμενα που συμβαίνουν μόνα τους χωρίς την δική μας παρέμβαση (π.χ. Εκλειψη Ηλίου), και άλλα που τα προκαλούμε εμείς προκειμένου να διεξάγουμε ένα πείραμα. Υπάρχει και μία ενδιαμέση περίπτωση: Να συμβαίνει ένα φαινόμενο, π.χ. Εκλειψη Ηλίου, και εμείς να διεξάγουμε ένα πείραμα προκειμένου να κατανοήσουμε σε βάθος το φαινόμενο. Σε όλες τις περιπτώσεις χρειάζεται η αναλυτική σκέψη προκειμένου από τα πειραματικά δεδομένα ή εκείνα των απλών παρατηρήσεων

Για την κατανόηση φαινομένων της φύσης, πάντοτε ο άνθρωπος προσπαθούσε να τα αναλύσει. Για το λόγο αυτό έχει αναπτυχθεί η *Μαθηματική Ανάλυση* αλλά και ο *Αναλυτικός Τρόπος Σκέψης*. Ωστόσο σαν επέκταση των δραστηριοτήτων του ανθρώπου για την κατανόηση και ανάλυση των φυσικών φαινομένων, αναπτύχθηκαν και οι φυσικοί αναλυτικοί μέθοδοι οι οποίοι προσπαθούν να αναλύσουν τα φαινόμενα

με βάση τις διάφορες συχνότητες που περιλαμβάνουν. Συχνά τις φυσικές αυτές μεθόδους ονομάζουμε *Φασματοσκοπικές Μεθόδους*. Ένας μεγάλος κατάλογος ερευνητών διασήμων ή λιγότερο γνωστών ασχολήθηκε με φασματοσκοπικές μεθόδους. Αναφέρουμε μερικά ονόματα πιο κάτω, και τις αντίστοιχες δραστηριότητες.

| Ερευνητής                     | Δραστηριότητα                                                                                                                                                                                                              |
|-------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Νεύτων                        | Ανάλυση λευκού φωτός με πρίσμα.<br>Ανακάλυψη της μεθόδου των Δακτυλίων του Νεύτωνα                                                                                                                                         |
| Fraunhofer                    | Ανακάλυψη των ομώνυμων φασματικών γραμμών στο Ηλιακό φάσμα                                                                                                                                                                 |
| Kirchoff                      | Έκανε φασματοσκοπικές μελέτες σε διάφορα υλικά                                                                                                                                                                             |
| Angstrom                      | Μελέτησε οπτικά φάσματα και προς τιμήν του ονομάστηκε η μονάδα μήκους, $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$                                                                                                                |
| Michelson                     | Ανακάλυψε το ομώνυμο συμβολόμετρο που συνέβαλε στην πειραματική θεμελίωση της Ειδ. Θεωρίας της σχετικότητας. Επίσης μελέτησε πειραματικά τη συμφωνία φασματικών γραμμών και επινόησε το Michelson's stellar interferometer |
| Fabry-Perot                   | Επινόησαν το ομώνυμο συμβολόμετρο. Εφαρμόζεται στα τελευταία χρόνια στην έρευνα για ανακάλυψη των Κυμάτων Βαρύτητας.                                                                                                       |
| W.E. Lamb and R.C. Retherford | Επινόησαν την μέθοδο ατομικής φασματοσκοπίας με την βοήθεια μικροκυματικών μετρήσεων, και ανακάλυψαν το Lamb's shift που σήμανε την έναρξη της θεωρίας της Κβαντικής Ηλεκτροδυναμικής                                      |

Συμπτωματικά, σε φαινόμενα της Ατομικής και Μοριακής Φυσικής, αναζητούμε τις ενεργειακές στάθμες ατόμων ή μορίων, οι οποίες πάντοτε εκδηλώνονται ως συχνότητες (η μήκη κύματος) φωτός που αντιστοιχούν σε διαφορές ενεργειακών σταθμών μέσω της σχέσης:

$$E_n - E_m = h \nu_{nm}$$

Δεν πρέπει λοιπόν να μας εκπλήσσει η ανάγκη να ασχοληθούμε με τα πειραματικά και τα θεωρητικά υπολογιζόμενα φάσματα ατόμων ή μορίων αν θέλουμε να κατανοήσουμε την δομή και δυναμική αυτών.  
Ας δούμε λοιπόν ορισμένα ατομικά φάσματα.

### Επισκόπηση του Κβαντικού Αρμονικού Ταλαντωτή

Είναι γνωστό ότι σε ένα μονοδιάστατο κβαντικό σύστημα, όπου ένα σωματίδιο μάζας  $m$  βρίσκεται σε δυναμικό της μορφής :

$$V(x) = \frac{1}{2} k x^2 \quad (1.2.0)$$

προκύπτει στον μικρόκοσμο ένα σύνολο ενεργειακών σταθμών:

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c$$

με  $n=0,1,2,3,\dots$

Το  $\omega$

white light spectrum

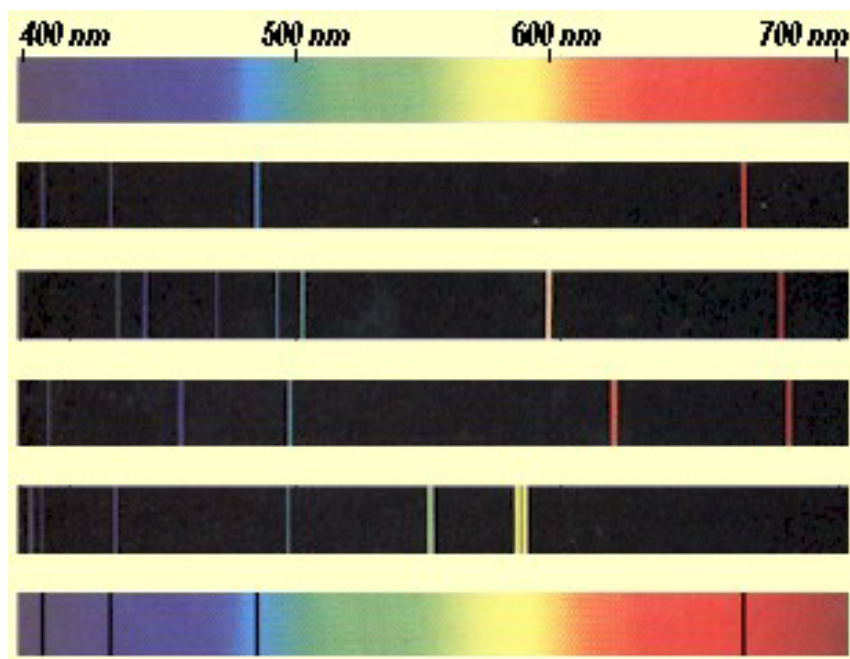
hydrogen lamp spectrum

helium lamp spectrum

lithium lamp spectrum

mercury lamp spectrum

hydrogen absorption spectrum



## Λεπτή υφή νατρίου και η αντίστοιχη ενεργός διατομή

### Cross sections for sodium fine-structure transitions induced by collision with caesium atoms

M Harris and E L Lewis

Department of Atomic Physics, The University, Newcastle upon Tyne NE1 7RU, England

Received 23 June 1982

**Abstract.** Cross sections for the process  $\text{Na}(3^2 P_{1/2}) + \Delta E \leftrightarrow \text{Na}(3^2 P_{3/2})$  induced by inelastic collisions with ground-state caesium atoms have been measured and the results are discussed with reference to resonant and rare-gas-induced cross sections and non-adiabatic effects.

**Είναι δυνατόν να παρατηρηθούν και διακροτήματα από διαφορετικές καταστάσεις Rydberg σε Νάτριο:**

### Investigation of fine-structure quantum beats in sodium Rydberg atoms by field ionization

[T. H. Jeys](#), [K. A. Smith](#), [F. B. Dunning](#), and [R. F. Stebbings](#)

Department of Space Physics and Astronomy, Rice University, Houston, Texas 77001

Received 20 October 1980

Pulsed dye lasers are used to excite sodium atoms into a coherent superposition of high Rydberg  $nd$  ( $^2D_{3/2}$ ,  $^2D_{5/2}$ ) states. Analysis of the field ionization behavior of these atoms reveals the time evolution of the superposition state. Rapid application of a weak electric field projects different components of the superposition state onto states having identifiably different field ionization behavior. Analysis of the signal from subsequent field ionization as a function of the time of weak-field application reveals fine-structure quantum beats. These beats result from the time development of the original superposition state. Measurements of the fine-structure quantum beat frequency are presented for the principal quantum numbers  $n=32, 34, 35, 36, 38$ , and  $40$ .

### Στροφορμή σε άτομα

**Δείτε στην ιστοσελίδα:**

[http://itl.chem.ufl.edu/4412\\_u97/angular\\_mom/chap2.html](http://itl.chem.ufl.edu/4412_u97/angular_mom/chap2.html)

Η στροφορμή κλασσικά ορίζεται από τον τύπο:

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$$

οπου  $\mathbf{r}$  το διάνυσμα θέσης ενός σωματιδίου και  $\mathbf{p}$  η (γραμμική) ορμή του με προβολές τις

$$L_x = y p_z - z p_y$$

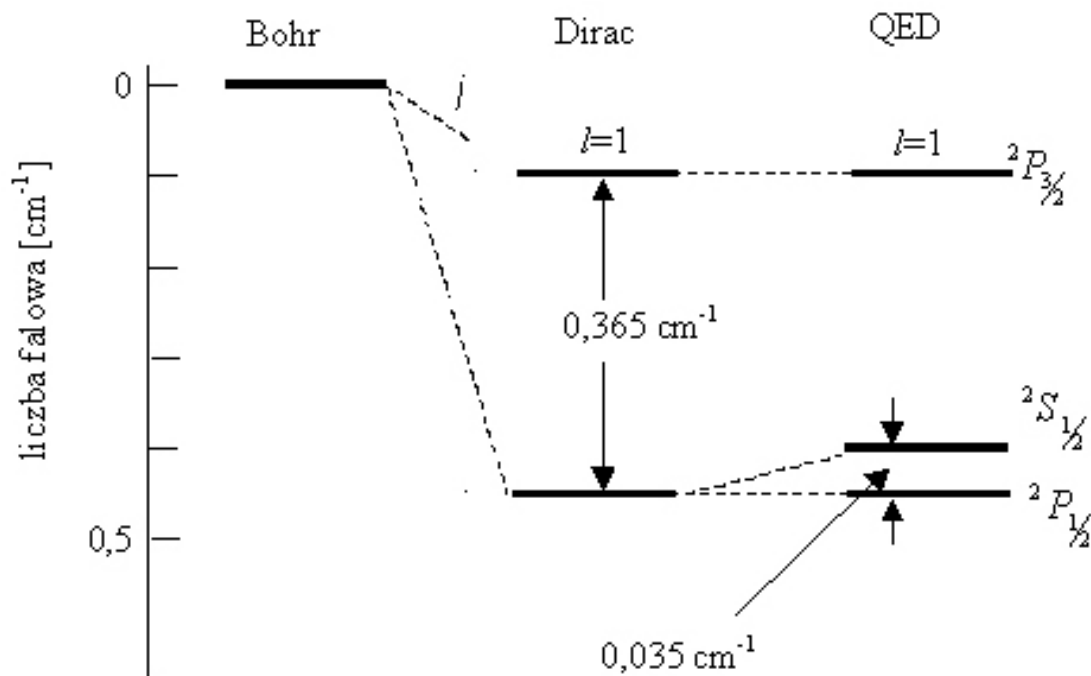
Φασματοσκοπία υψηλής διακριτικής ικανότητας:

## Lamb's shift

When it seemed that about hydrogen atom we knew almost everything in 1947 W.E. Lamb and R.C. Retherford decided to check results of Dirac. They used microwaves technique, available from the constructions of radar

The Lamb's shift\*, a minimal difference in lowest energetic level of the excited hydrogen atom can't be explained in any way without introduction of the absolutely new concept in Physics: Quantum Electrodynamics.

The essential of the QED is that vacuum is never empty, but filled with virtual particles - appearing suddenly and then quickly disappearing. Processes like those do not violate the energy conservation principle: the loan of energy from *nowhere* is very short, like it does the bank employee, who brings back in the morning the money borrowed in the evening



*Lamb's shift: a subtle structure of the  $n=2$  level in hydrogen according to Bohr's, Dirac's and QED with assumption Lamb's shift.*

*The Lamb shift removes the degeneration due to quantum number  $j$ . H. Haken, H.C.Wolf, Atomic Physics, 1996].*

---

**Fabry Perot tutorial:**

<http://www.physics.uq.edu.au/people/mcintyre/applets/fabry/fabry.html>

**Αναφορές:**

**1. Hydrogen atom:**

[http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic\\_physics2.pdf](http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic_physics2.pdf)

**2. Radiative Transitions:**

[http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic\\_physics4.pdf](http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic_physics4.pdf)

**3. Shell model and alkali spectra:**

[http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic\\_physics4.pdf](http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic_physics4.pdf)

**4. Atoms in external fields**

[http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic\\_physics6.pdf](http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic_physics6.pdf)

**5. Helium and exchange symmetry:**

[http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic\\_physics7.pdf](http://www.mark-fox.staff.shef.ac.uk/PHY332/atomic_physics7.pdf)

6. J. Phys. B: At. Mol. Phys. **15** (1982) L613-L616. Printed in Great Britain

**Cross sections for sodium fine-structure transitions induced by collision with caesium atoms,** M Harris and E L Lewis **LETTER TO THE EDITOR**

**Στο διαδίκτυο:**

[http://ej.iop.org/links/rdc3Gx\\_1k/WE4uAs8D3BGjn-HMav5vpA/jbv15i17pL613.pdf](http://ej.iop.org/links/rdc3Gx_1k/WE4uAs8D3BGjn-HMav5vpA/jbv15i17pL613.pdf)

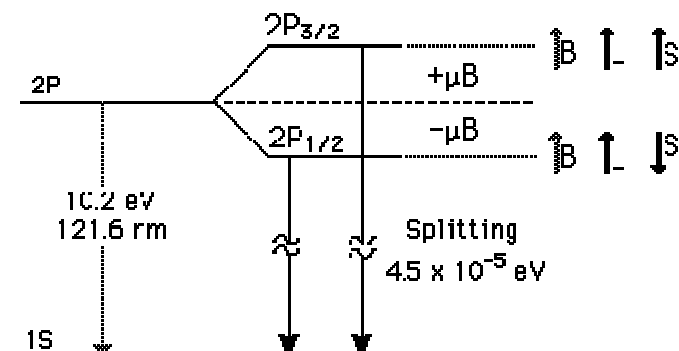
**7. Time dependent Schrödinger equation**

[http://www.williams.edu/Chemistry/epeacock/EPL\\_CHEM\\_361/LEC\\_NOTES\\_F06/Lec23.F06.pdf](http://www.williams.edu/Chemistry/epeacock/EPL_CHEM_361/LEC_NOTES_F06/Lec23.F06.pdf)

## Lecture 2

Σύζευξη  $L S$ , δηλαδή σύζευξη τροχιακής στροφορμής με σπιν ηλεκτρονίου.  
(αναφορά: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atomic/lcoup.html>)

Μπορούμε να μελετήσουμε ένα ιδιαίτερα ενδιαφέρον φαινόμενο στην δυναμική συμπεριφορά του ατόμου του υδρογόνου, και που συσχετίζεται με την αλληλεπίδραση της τροχιακής στροφορμής του ηλεκτρονίου με το σπιν. Όταν οι φασματικές γραμμές εξετάζονται σε υψηλή διακριτική ικανότητα, παρουσιάζονται στο φάσμα δυάδες κοντινών γραμμών (doublets), όπως φαίνεται παραστατικά στο σχήμα



Η εικόνα αυτή μας λέει τα εξής:

Η γραμμή στα  $121.6 \text{ nm}$ , που αντιστοιχεί στις γνωστές γραμμές της σειράς Lyman, στο βαθύ υπεριώδες, δηλαδή μετάπτωση από μία διεγερμένη στάθμη σε εκείνη με κβαντικό αριθμό  $n=1$ . Ωστόσο, αυτή η μετάβαση γίνεται από μία κατάσταση

$n=2, 2P_{3/2}$  προς την κατάσταση με  $n=1$

ή από την

$n=2, 2P_{1/2}$  προς την κατάσταση με  $n=1$

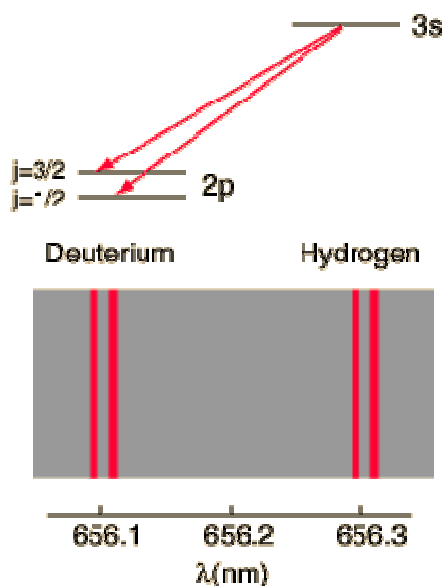
Ο διαχωρισμός αυτός που προκύπτει, λόγω της διαφοράς ενεργειών

$$E_{2P_{3/2}} - E_{2P_{1/2}} = h\nu = hc/\lambda$$

Βρέθηκε ότι οφείλεται στην αλληλεπίδραση τροχιάς με σπιν, και απετέλεσε την πρώτη πειραματική ένδειξη για την ύπαρξη του σπιν.

Για να έλθουμε όμως κοντύτερα στην καθημερινή πραγματικότητα, και να μην έχουμε να κάνουμε με πειράματα που χρειάζονται τεχνικές κενού του βαθιού υπεριώδους, που απαιτούνται για την παρατήρηση των γραμμών Lyman, ας δούμε την υφή των γραμμών Balmer που είναι στο ορατό, δηλαδή αφορούν μεταπτώσεις από  $n=3$  σε  $n=2$

Ετσι, παραστατικά έχουμε την μετάπτωση:

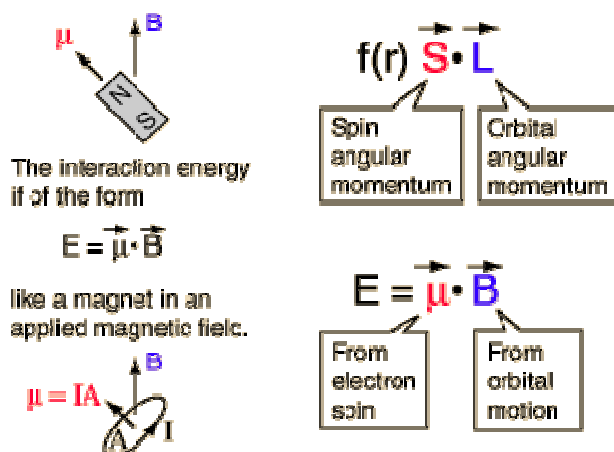


δηλαδή από την κατάσταση  $n=3, l=0 \rightarrow n=2, j=3/2$  ή στην μετάπτωση

$n=3, l=0 \rightarrow n=2, j=1/2$

και στις δύο είναι για  $n=2$ , το  $l=1$

Αλληλεπίδραση σπιν-τροχιάς:



Σύμφωνα με την παραστατική αυτή περιγραφή, το ηλεκτρόνιο λόγω της τροχιακής του στροφορμής ισοδυναμεί με κάποιο *ηλεκτρικό ρεύμα* του οποίου το μέτρο προφανώς σχετίζεται με την (κβαντική) στροφορμή του ηλεκτρονίου, και άρα την συγκεκριμένη στάσιμη κατάσταση με κβαντικούς αριθμούς,  $n, l, m$  στους οποίους αντιστοιχεί. Ετσι, θα έχει και κάποια (κβαντισμένη) μαγνητική ροπή που θα εκδηλώνεται με κάποιο μαγνητικό πεδίο, το οποίο θα δρά πάνω στο σπιν του ηλεκτρονίου.

### LECTURE 3

([http://quantummechanics.ucsd.edu/ph130a/130\\_notes/node354.html](http://quantummechanics.ucsd.edu/ph130a/130_notes/node354.html)):

Ας επανέλθουμε όμως στο υποθετικό παράδειγμα όπου ένα άτομο υδρογόνου βρίσκεται σε ασθενές μαγνητικό πεδίο. Τότε, η γνωστή σφαιρική συμμετρία του δυναμικού Coulomb σπάει, και έτσι ως γνωστόν *αίρεται ο εκφυλισμός*.

Η Χαμιλτονιανή, γράφεται τότε:

$$H = H_0 + H_1 + H_2 + H_3 ,$$

όπου  $H_0 = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r}$ ,

$H_1 + H_2$  είναι η διόρθωση λεπτής υφής ,

και

$$H_3 = \frac{e\mathbf{B}}{2mc} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) = \frac{eB}{2mc} (L_z + 2S_z) \text{ είναι ο όρος που οφείλεται στο ασθενές}$$

μαγνητικό πεδίο.

#### Λεπτή υφή του Νατρίου

Τα φαινόμενα της λεπτής υφής είναι εντυπωσιακά στις ηλεκτρικές εκκενώσεις στο άτομο του Νατρίου. Πως συμβαίνουν, όμως αυτές;

Συνήθως γίνονται σε ένα θάλαμο κενού (κενό γυάλινο σωλήνα) με δύο ηλεκτρόδια. Η διαφορά δυναμικού προκαλεί ηλεκτρόνια να κινούνται με μεγάλη κινητική ενέργεια όπου συναντούν άτομα νατρίου. Έχουμε τότε διέγερση των ατόμων του Νατρίου. Η πιθανότητα να συμβεί τούτο σχετίζεται με την λεγόμενη *ενεργό διατομή διέγερσης υπό την επίδραση δέσμης ηλεκτρονίων*. Αυτή δεν πρόκειται να την μελετήσουμε θεωρητικά λόγω έλλειψης χρόνου. Μετά από κάθε διέγερση, εκάστη διεγερμένη στάσιμη κατάσταση χαρακτηρίζεται από την *διάρκεια ζωής της*,  $\tau$ . Μετά από παρέλευση χρόνου της τάξης του  $\tau$ , γίνεται μετάπτωση σε άλλη ενεργειακή κατάσταση χαμηλότερης ενέργειας, και όχι κατ'ανάγκη σε εκείνη από την οποία προήλθε μέσω διέγερσης.

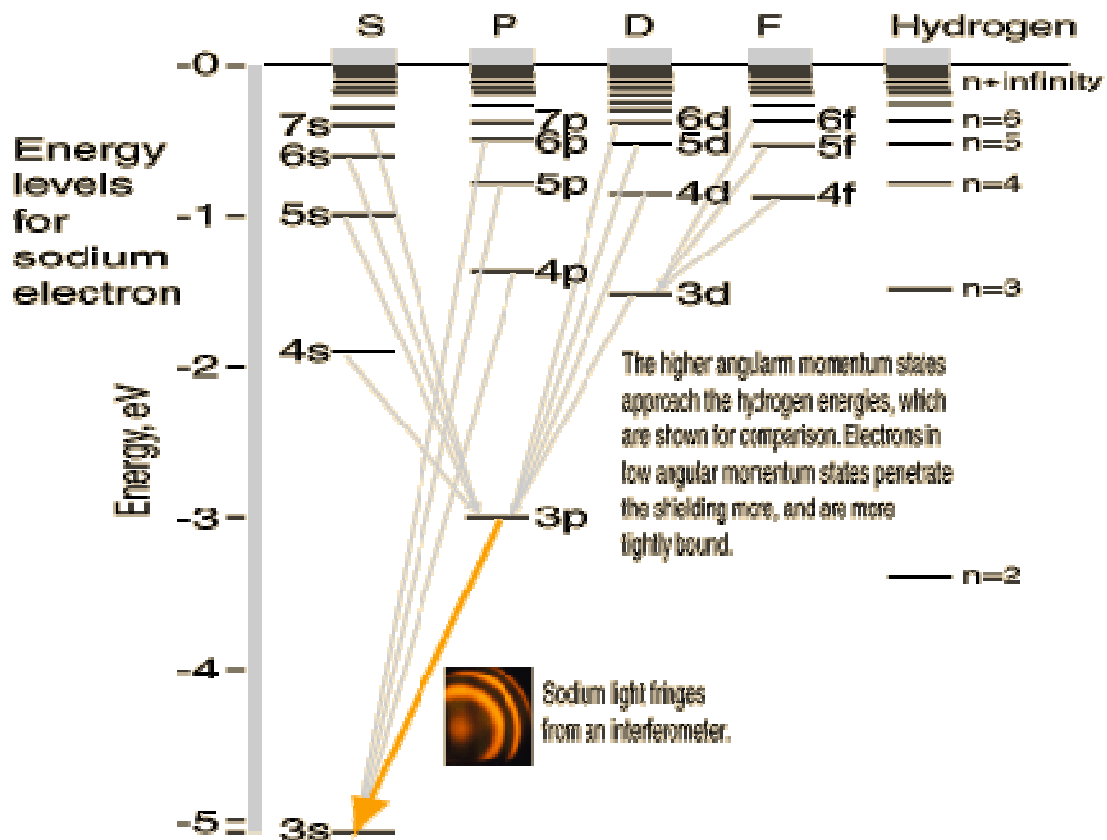
Τέλος, μπορεί ένα ηλεκτρόνιο να εκπέμψει φως συχνότητας  $E = h\nu$  αν βρίσκεται σε μία μη μόνιμη κατάσταση της μορφής:

$\Psi(x,t) = a_1 \psi_1 \exp[-iE_1 t / \hbar] + a_2 \psi_2 \exp[-iE_2 t / \hbar]$ , όπου  $\psi_1$  και  $\psi_2$  οι ιδιοσυναρτήσεις στασίμων καταστάσεων του Νατρίου. Όπως έχουμε δει, η  $\Psi(x,t)$  με την πάροδο του χρόνου έχει ορισμένη πιθανότητα εκπομπής ακτινοβολίας ενέργειας:  $E_2 - E_1$ . Αυτή είναι και η ουσία του θέματος!!!

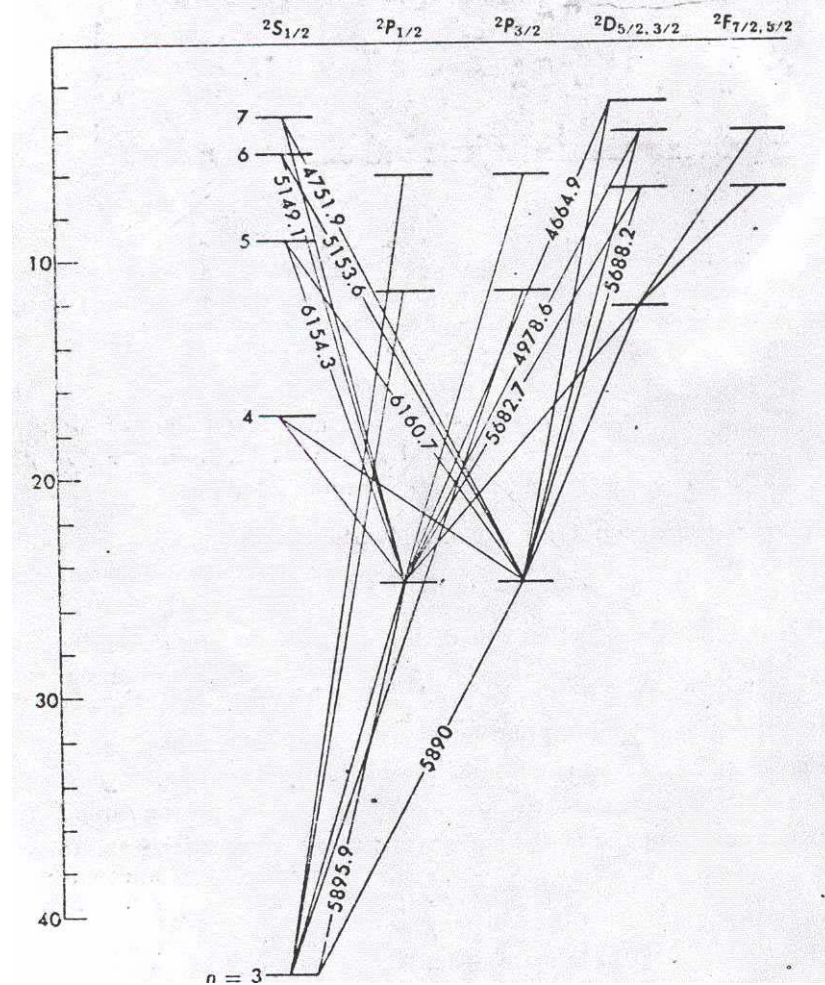
Αυτά ωστόσο θα συνέβαιναν αν δεν υπήρχε το σπιν του ηλεκτρονίου. Η παρουσία του σπιν αλλάζει τους συσχετισμούς δραματικά! χωρίς όμως να εκδηλώνεται τούτο αν δεν έχουμε τα κατάλληλα όργανα παρατήρησης.

**Απαιτείται η κατάλληλη διακριτική ικανότητα στην μέτρηση των ενεργειών.**

Διαγραμματικά, η κατάσταση περιγράφεται ως εξής

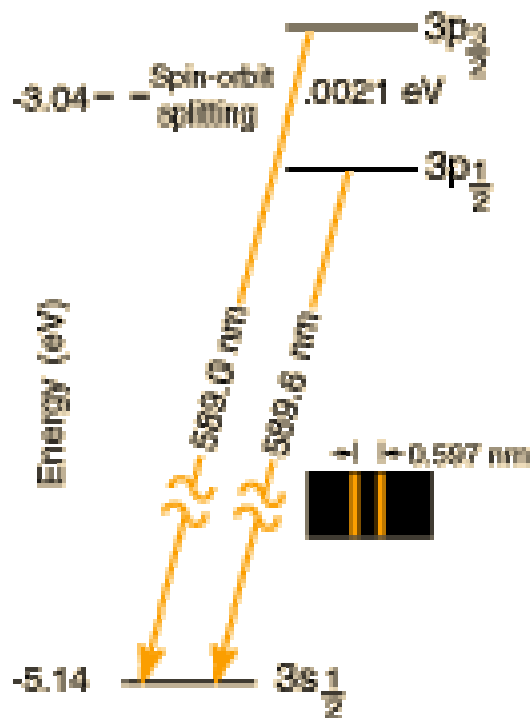


|             |                 |
|-------------|-----------------|
| Green       | 5682.7–5688.2 Å |
|             | 5149.1–5153.6 Å |
|             | 4978.6–4982.9 Å |
| Blue        | 4748.0–4751.9 Å |
|             | 4664.9–4668.6 Å |
| Blue-Violet | 4494.3–4497.7 Å |



Σε υψηλότερη διακριτική ικανότητα φαίνεται η εξής κατάσταση:

Σχήμα 1



Σχήμα 2

Σε τι διαφέρουν οι κίτρινες γραμμές στο σχήμα 1 και σχήμα 2;

**Διαφέρουν στο ότι η μετάπτωση**

**$3p \rightarrow 3s$**

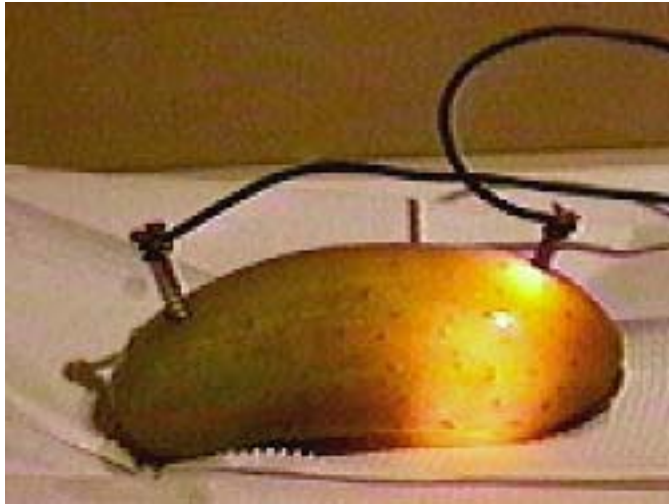
**που δίνει το κίτρινο χρώμα**

εχει δύο εναλλακτικές ακτινοβολίες που διαφέρουν κατά 0.6 nm

Τούτο οφείλεται στην υπαρξη του σπιν του ηλεκτρονίου, και στην αλληλεπίδραση του με την τροχιακή στροφορμή.

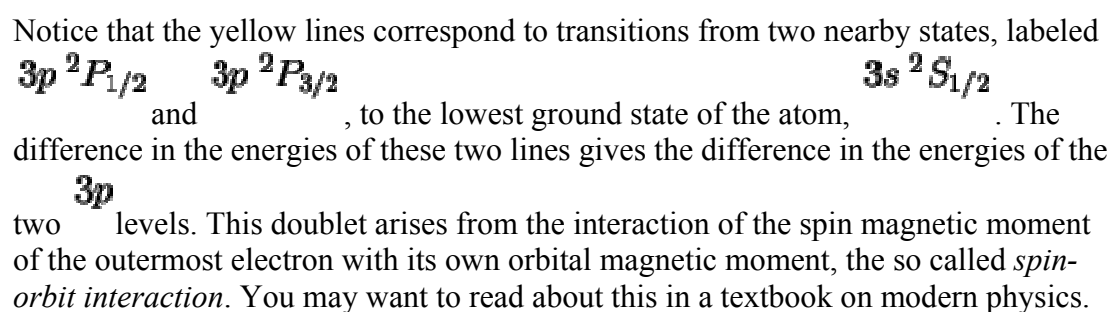
**The line at 589.0 has twice the intensity of the line at 589.6 nm.!!!**

**Φως από ηλεκτρικό τουρσί!!!**



Το τουρσί έχει ιόντα Νατρίου και χλωρίου λόγω του αλατιού ( $\text{NaCl}$ ) και έτσι αν εφαρμόσουμε διαφορά δυναμικού εκπέμπεται φως νατρίου!!!  
(ιδείτε αναφορά <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/sodium.html#c3>)

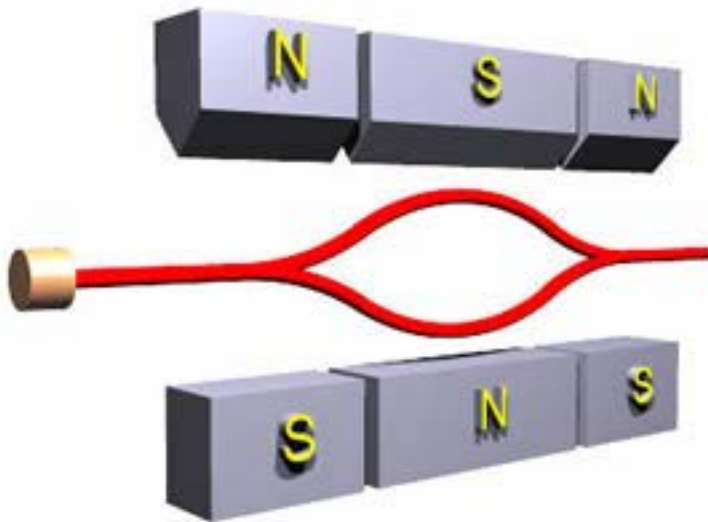
Προειδοποίηση! Warning! The electric pickle is a serious shock hazard!



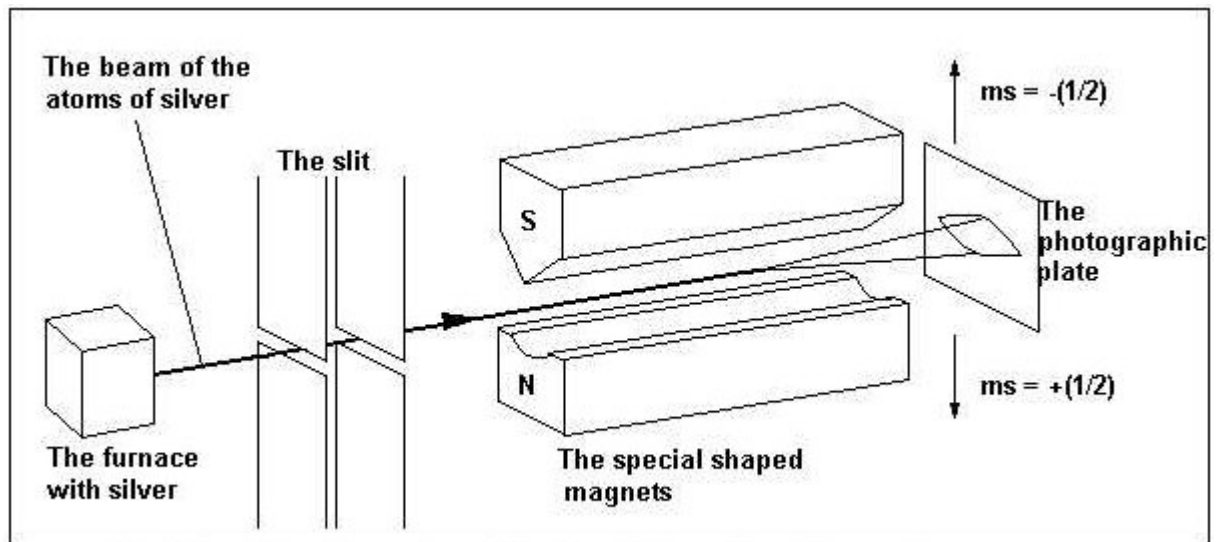
Notice too that there are several other lines, actually a whole series of them, that have the same separation. In this experiment you will measure two others, the red doublet  $5s - 3p$ , and the yellow-green doublet  $4d - 3p$ . You may also be able to locate and measure the fainter  $6s - 3p$  blue-green doublet. Each pair of lines have different upper levels, but the lower levels of are always the two  $3p$  states. The difference in the energies of the photons for each line of the doublet will be just the energy separation of the two  $3p$  levels.

### ΠΕΙΡΑΜΑ STERN-GERLACH ΚΑΙ Η ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΟΥ

Η παρακάτω εικόνα δείχνει παραστατικά το πείραμα Stern-Gerlach. Σε αυτό προετοιμάζεται μία δέσμη ατόμων υδρογόνου, τα οποία επιλέγονται να βρίσκονται στη βασική κατάσταση  $1S$ , δηλαδή έχουν τροχιακή στροφορμή ίση με το μηδέν. Περνάνε δε μέσα από ένα ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο, το οποίο εκδηλώνεται κυρίως στην κεντρική περιοχή του συστήματος μαγνητών της εικόνας. Ο διχασμός



της δέσμης οφείλεται στη ύπαρξη των δύο διαφορετικών τιμών της προβολής του σπιν, ως προς κάποιο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Σύμφωνα με τη θεωρία,



**The Stern-Gerlach experiment. On the photographic plate are two clear tracks.**

**Πολυηλεκτρονιακά άτομα: Ταυτόσημα σωματίδια ,συμμετρικές και αντισυμμετρικές κυματοσυναρτήσεις. Η αρχή του Pauli.**

**Εξαγωγή του Τύπου του Πλανκ από τον Αινστάιν- Συντελεστές A και B του Αινστάιν .**

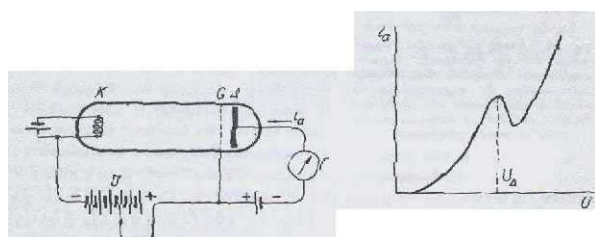
*Το θέμα αυτό καλύπτεται ικανοποιητικά από το βιβλίο των*

Haken-Wolf, Atomic and Quantum Physics. Παραθέτουμε εδώ εν συντομία την προσέγγιση των σε αυτό το θέμα.

Ας θεωρήσουμε ένα ατομικό σύστημα με δύο επιτρεπόμενες , για απλότητα, ενεργειακές στάθμες,  $E_1$  και  $E_2$ . Το «άτομο » αυτό αλληλεπιδρά , σύμφωνα με τον Αινστάιν , με την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με τρεις τρόπους :

- *Απορρόφηση* ενός κβάντου φωτός που μεταφέρει το άτομο από την ενεργειακή κατάσταση  $E_1$  στην  $E_2$ . Στην διεργασία αυτή, απομακρύνεται από την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ένα κβάντο ενέργειας  $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$ .
- *Εκπομπή* ακτινοβολίας που συμβαίνει *αυθόρμητα*, κατά την οποία εκπέμπεται ένα κβάντο ενέργειας ίσης με την διαφορά των ενεργειακών σταθμών, δηλαδή  $\Delta E$ , και αυτή η ενέργεια προστίθεται στο πεδίο ακτινοβολίας
- Ακριβώς όπως τα κβάντα απορροφούνται από το άτομο, μπορεί ένα από τα κβάντα να *επάγει εκπομπή* από το άτομο όταν αυτό είναι στην ανώτερη ενεργειακή στάθμη  $E_2$ . Για να συμβεί αυτό, είναι απαραίτητη η ύπαρξη πρωτογενών κβάντων φωτός (αντίστοιχης ενέργειας) στο πεδίο ακτινοβολίας.

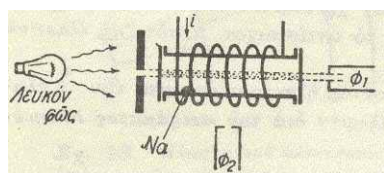
## Φαινόμενα Απορρόφησης δια κρούσεως Σχήμα..



Σχήμα Kefl\_fig1\_1.

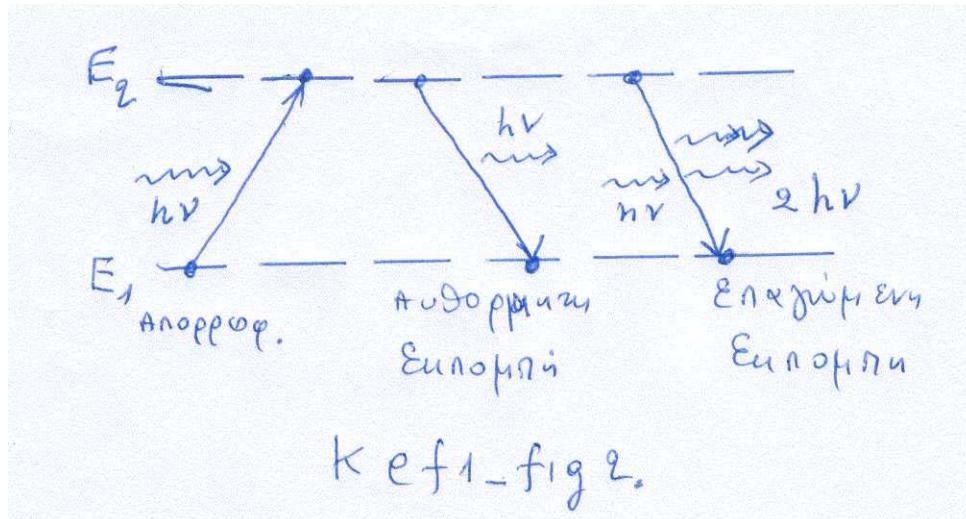
*Εχουμε όμως και τα φαινόμενα διέγερσης λόγω απορρόφησης όπως φαίνεται στο Σχήμα Kefl\_fig1\_1,*

Σχήμα...



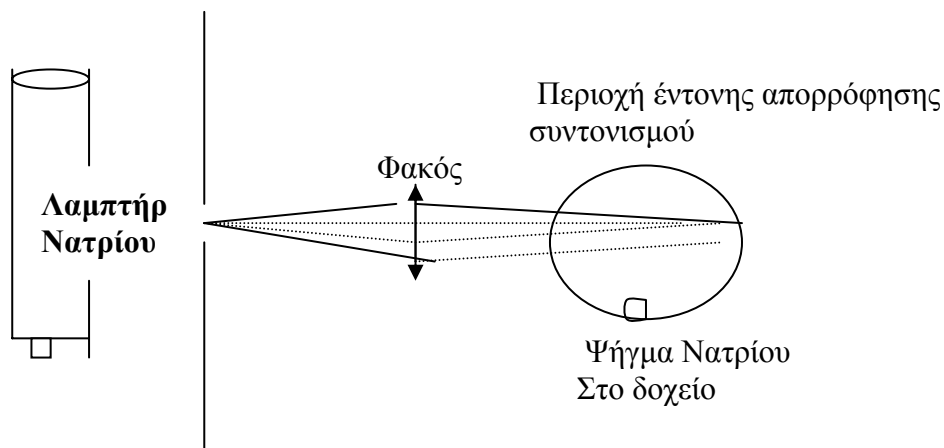
Kefl\_fig1\_2

Οι τρεις διαδικασίες αυτές φαίνονται παραστατικά στο Σχ.. Kefl\_fig2.



**Σχήμα Kef1\_fig2.**

Τέλος έχουμε και τα φαινόμενα *φθορισμού* και *φθορισμού συντονισμού*, όπως εικονίζονται στο Σχήμα. **Kef1\_fig3.**



**. Kef1\_fig3**

Το φαινόμενο της απορρόφησης, και ειδικότερα το φθορισμού συντονισμού παρουσιάζει πολύ μεγάλο θεωρητικό και πρακτικό ενδιαφέρον. Το τελευταίο φαινόμενο περιγράφεται με λεπτομέρειες στο βιβλίο του Heitler, "Quantum Theory of Radiation" σελίδες 196-204 εκδόσεις Dover, Στην περίπτωση διέγερσης με μία αιχμηρή φασματική γραμμή, το αποτέλεσμα εκφράζεται από την ποσότητα,  $\Gamma(E_0)$ ,

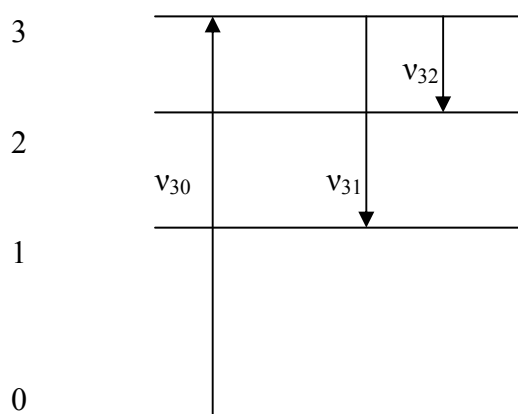
$$\Gamma(E_0) = \frac{\gamma}{k_1 e c} \frac{|H(k_1)|^2 \bar{I}_0}{(k_1 - k_0)^2 + \hbar^2 \gamma^2 / 4}$$

Η σχέση αυτή είναι η ολική πιθανότητα για *φθορισμό συντονισμού* ανά μονάδα χρόνου. Το φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί και στην περίπτωση της διέγερσης από μία συνεχή κατανομή της συχνότητας της προσπίπτουσας στο άτομο ακτινοβολίας. Παρουσιάζουμε μόνο το συμπέρασμα της ανάλυσης του Heitler (σελ. 203):

Ο φθορισμός συντονισμού παριστάνει μία μοναχική σύμφωνη διαδικασία αν το άτομο δεν αλλοιώνει την κατάστασή του κατά τη διαδικασία. Σε διέγερση από αιχμηρή γραμμή, η εκπεμπόμενη γραμμή έχει την ίδια αιχμηρότητα όπως η προσπίπτουσα. Η ενέργεια του ατόμου δεν προσδιορίζεται από τη διαδικασία αυτή. Αντίθετα, μόνο (με κάποια ανελαστική διαδικασία) προσδιορίζεται η κβαντική κατάσταση ενός ατόμου, η διαδικασία αυτή συμπεριφέρεται σαν μία ανεξάρτητη απορρόφηση και εκπομπή ενός κβάντου φωτός. Η εκπεμπόμενη γραμμή έχει τότε το φυσικό εύρος.

Κατά τον φθορισμό, ένα άτομο διεγερόμενο με μία ορισμένη συχνότητα, επανεκπέμπει μία συχνότητα μικρότερη. Η διέγερση του μπορεί να γίνει με την απορρόφηση ενός φωτονίου συχνότητας  $\nu_{30}$ , και ο φθορισμός με την εκπομπή συχνότητας  $\nu_{31}$ , ή  $\nu_{32}$ , όπως φαίνεται στο Σχήμα **Kef1\_fig4**.

Σχήμα...



#### Kef1\_fig4

Για την εξαγωγή του τύπου του Πλανκ, θεωρούμε, σύμφωνα με την μέθοδο που ακολούθησε ο Αινστάιν ένα σύστημα από  $N$  άτομα. Θεωρούμε ότι στις στάθμες  $E_1$  και  $E_2$  υπάρχουν  $N_1$  και  $N_2$  άτομα, αντίστοιχα, και ότι το σύστημα βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία με το περιβάλλον του. Οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των ατόμων και του πεδίου ακτινοβολίας επιτρέπονται μόνο μέσω της ανταλλαγής διάκριτων κβάντα ενέργειας  $\Delta E = h\nu = E_2 - E_1$ .

Ετσι, έχουμε τον εξής ισολογισμό τους πληθυσμούς:

-Κατά την απορρόφηση από 1 στο 2, ο αριθμός των διεργασιών σε χρόνο  $dt$  είναι ανάλογος του βαθμού κατάληψης  $N_1$ , και της ενεργειακής πυκνότητας ακτινοβολίας  $u(\nu)$  :

$$dN_{12} = B_{12} u(\nu) N_1 dt \quad (1)$$

όπου η σταθερά αναλογίας  $B_{12}$  είναι γνωστή ως ο συντελεστής Αινστάιν, και αποτελεί μέτρο της πιθανότητας μετάπτωσης ανά μονάδα χρόνου και πυκνότητας ακτινοβολίας. Αντίστοιχα, οι μεταπτώσεις από τη στάθμη 2 στην 1, προκύπτουν από δύο συνιστώσες διαδικασίες όπως αναφέραμε πιο πάνω, και ποσοτικά περιγράφονται ως

$$dN_{21}' = A_{21} N_2 dt \quad (2)$$

δηλαδή ο ρυθμός αυθορμήτων μεταπτώσεων, όπου το  $A_{21}$  είναι ο συντελεστής του Αινστάιν που εκφράζει την πιθανότητα αυθόρμητης μετάπτωσης ανά μονάδα χρόνου. (Βλέπουμε ότι ο ρυθμός μεταπτώσεων δεν εξαρτάται από το  $u(\nu)$ ),

και

$$dN_{21}'' = B_{21} u(\nu) N_2 dt \quad (3)$$

όπου ο συντελεστής  $B_{21}$  είναι ο τρίτος εκ των συντελεστών του Αινστάιν που εκφράζει την πιθανότητα επαγόμενης μετάπτωσης ανά μονάδα χρόνου και πυκνότητας ακτινοβολίας.

Στην κατάσταση ισορροπίας, θα ισχύει.

$$dN_{12} = dN_{21}' + dN_{21}'' \quad (4)$$

και συνεπώς, λόγω των (1), (2) και (3)

$$N_2 / N_1 = \frac{B_{12} u(\nu)}{A_{21} + B_{21} u(\nu)} \quad (5)$$

Επειδή το σύστημα είναι σε θερμική ισορροπία,

$$N_2 / N_1 = \exp(-E_2 / kT) / \exp(-E_1 / kT) \quad (6)$$

Και από αυτές τις σχέσεις προκύπτει

$$\frac{B_{12} u(\nu)}{A_{21} + B_{21} u(\nu)} = \exp(-E_2 / kT) / \exp(-E_1 / kT) \quad (7)$$

και

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{h\nu/kT} - B_{21}} \quad (5)$$

Στην οριακή περίπτωση όπου  $T \rightarrow \infty$ , ο παρονομαστής στην Εξ. (7) τείνει στο μηδέν, και άρα

$$B_{12} = B_{21}$$

και

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12} (e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (8)$$

Μετα από κάποιες περαιτέρω πράξεις προκύπτει ,  $A_{21} / B_{12} = (8\pi h\nu^3)/c^3$ , και τελικά

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (9)$$

## Κλασικοί ταλαντωτές

Στην περίπτωση αυτή επανεξετάζουμε την συμπεριφορά φορτίων που είναι δέσμια λόγω εσωτερικών δυνάμεων σε ακλόνητες θέσεις, όπως είναι τα θετικά και αρνητικά ιόντα σε μία διάταξη κρυσταλλικού πλέγματος. Η κλασική φυσική κατενόησε τη δομή ατόμων, μορίων , και κρυστάλλων με τη βοήθεια «περίπου ελαστικών δυνάμεων». Στην περίπτωση ταλαντώσεων αυτού του είδους μπορούμε να έχουμε και *απόσβεση* , δηλαδή έναν όρο της μορφής  $R\dot{x}$ , για να λάβουμε υπόψη την μεταφορά ενέργειας, αφού αλλιώς δεν θα ήταν δυνατή η εκπομπή ακτινοβολίας. Η εξίσωση κίνησης των φορτίων στη περίπτωση της απουσίας διεγείρουσας δύναμης είναι

$$M \ddot{x} + R \dot{x} + G x = 0$$

Η ολοκλήρωση δίνει αρμονική ταλάντωση με πλάτος ελαττωνόμενο με το χρόνο. Ως γνωστό, ο χρόνος ,  $\tau$ , εντός του οποίου το πλάτος ελαττώνεται στο  $1/e$  της αρχικής τιμής δίνεται από,  $\tau = 1/\gamma = M/R$ . Ο παράγοντας ποιότητας  $Q$  δίνεται από

$$Q = 2\pi \frac{\text{Αποθηκευμένη ενέργεια στον ταλαντωτή}}{\text{Ενέργεια δαπανώμενη ανά περίοδο}}$$

Αποδεικνύεται ότι

Αν το ημι-εύρος της καμπύλης συντονισμού είναι  $\Delta\nu_h$ , τότε

$$Q = 2\pi\nu_0\tau = \nu_0 / \Delta\nu_h$$

Εκαστο ακτινοβολούν άτομο, αν βρίσκεται απομονωμένο, έχει ένα τυπικό εύροςγραμμής γύρω στα  $10^{-4}$  Ανσγκστρομ ότα  $\lambda = 10^4$  Ανσγκστρομ. Μόνο υπο συνθήκες ισχυρής σύζευξης μεταξύ γειτονικών ατόμων, όπως σε ηλεκτρικές εκκενώσεις υψηλής πίεσης ή σε ακτινοβολούνται στερεά, που οι μεμονωμένοι ταλαντωτές χάνουν την ταυτότητα τους και «συγκολλούνται σε ένα συνεχές μέσο». Σε αυτό, οι ταλαντωτές του «συνεχούς» έχουν παραστατικά το ακόλουθο διάγραμμα απόκρισης

Kefl\_fig4a

Σχήμα Kefl\_fig4a Συχνότητα συντονισμού διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ ατόμων

**Στη συνέχεια, μπορούμε να εξετάσουμε τη εκπομπή φωτός από δίπολα με απόσβεση. Προκύπτει τότε η σχέση για τη σταθερά  $\gamma_0$**

$$\gamma_0 = \frac{8\pi^2 e^2}{M c \lambda_0^2} \quad (\text{Σχέση 3.19) του Carbury}$$

Και τελικά,  $\Delta\lambda_h = (4/3)r_0 = 1.18 \times 10^{-4}$  Angstrom,

Μπορούμε τώρα να δούμε την κλασσική προσέγγιση της απορρόφησης.

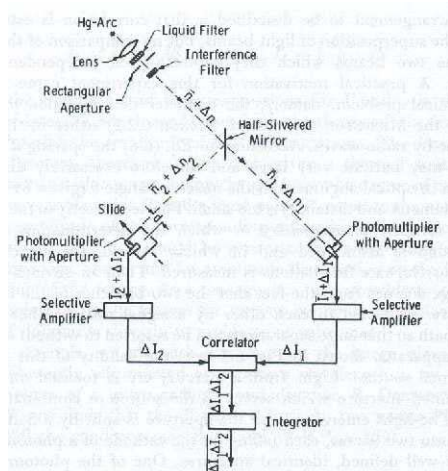
### Πειράματα Στατιστικής Φωτονίων

Το κλασικό πείραμα του Γιάνγκ, με τις δύο οπές, το χρησιμοποίησε ο Μίκελσον για να προσδιορίσει τη διάμετρο αστέρων ή απόσταση διδύμων αστεριών. Εστω να διπλό αστέρι, που τα δύο μέλη του απέχουν απόσταση  $a$ , και φαίνεται από τη Γή υπό γωνία  $\theta$ , και ότι φωτίζει ένα διάφραγμα με δύο οπές που έχουν μεταβλητή μεταξύ τους απόσταση  $\beta$ . Είναι γνωστό ότι για να εμφανιστούν κροσσοί σε ένα πείραμα του Γιάνγκ, θα πρέπει να ικανοποιείται η σχέση

$$\beta \leq \lambda/\theta \quad (1)$$

### Σχήμα Kefl\_fig1b

Αν μεγαλώσουμε τη απόσταση  $\beta$ , τότε η **αντίθεση (=contrast)** των κροσσών συμβολής ελαττώνεται, και για ορισμένη τιμή του  $\beta$  μηδενίζεται. Για να μπορέσει κανείς να μετρήσει με ακρίβεια την τιμή του γωνιακού ανοίγματος  $\theta$ , θα πρέπει να μετρήσει με ακρίβεια αντίθεση η οποία εκτός των άλλων εξαρτάται και από τη μορφή των διαφραγμάτων. Αρα, η εξίσωση (1) δίνει μόνο κατά προσέγγιση την τιμή του  $\theta$ , ιδετε Σχήμα Kefl\_fig1b



Σχήμα Kefl\_fig1b Συσχετισμός μεταξύ άφιξης φωτονίων σύμφωνα με το Πείραμα των *Hanbury-Brown και Twiss* ( *Nature* 177, 27(1956)

Μία πραγματική εικόνα συμβολομέτρου εντάσεως φαίνεται στο Σχήμα Kefl\_fig1c



Σχήμα Kefl\_fig1c Πειραματική διάταξη στην Αυστραλία για την παρατήρηση φαινομένου HBT.  
(ίδτετε [http://hendrika.jpl.nasa.gov/photo/keck/olbin\\_photos/nsii.html](http://hendrika.jpl.nasa.gov/photo/keck/olbin_photos/nsii.html))

Στην πρόσφατη βιβλιογραφία στο διαδίκτυο εμφανίζεται και παραλλαγή του συμβολομέτρου όπου εξετάζεται και η πόλωση, ταυτόχρονα με την ένταση ([http://www.dsi.nus.edu.sg/tracks/hdi/research/pdf/new\\_interferometer.pdf](http://www.dsi.nus.edu.sg/tracks/hdi/research/pdf/new_interferometer.pdf))  
Αλλή Σχετική βιβλιογραφία στο τέλος του κεφαλαίου

Στο πείραμα γίνεται η σύγκριση των δύο εντάσεων (δηλαδή του τετραγώνου των πεδίων). Αν οι εντάσεις ήταν απολύτως σταθερές, δεν θα πέρναμε καμμία πληροφορία από αυτές τις συγκρίσεις. Επειδή έχουμε πεπερασμένα μήκη συμφωνίας, ή , αν το δούμε διαφορετικά ότι έχουμε πεπερασμένο αριθμό φωτονίων στη δέσμη, η ένταση έχει διακυμάνσεις. Σαν αποτέλεσμα, οι δύο φωτοπολλαπλασιαστές δίνουν εντάσεις ρευμάτων  $\langle I_1 \rangle + \Delta I_1(t)$  και  $\langle I_2 \rangle + \Delta I_2(t)$  , αντίστοιχα. Μετά τον πολλαπλασιασμό αυτών των σημάτων εντός ενός επιλεγμένου εύρους ζώνης (3-27 Mc), πολλαπλασιάζονται σε ένα μίκτη και ολοκληρώνονται σε ένα καταγραφικό σε χρόνους παρατήρησης της τάξης της μιάς ώρας. Τότε προκύπτει η συνάρτηση Cross-correlation

-----  
$$G(d) = \Delta I_1(t) \cdot \Delta I_2(t)$$

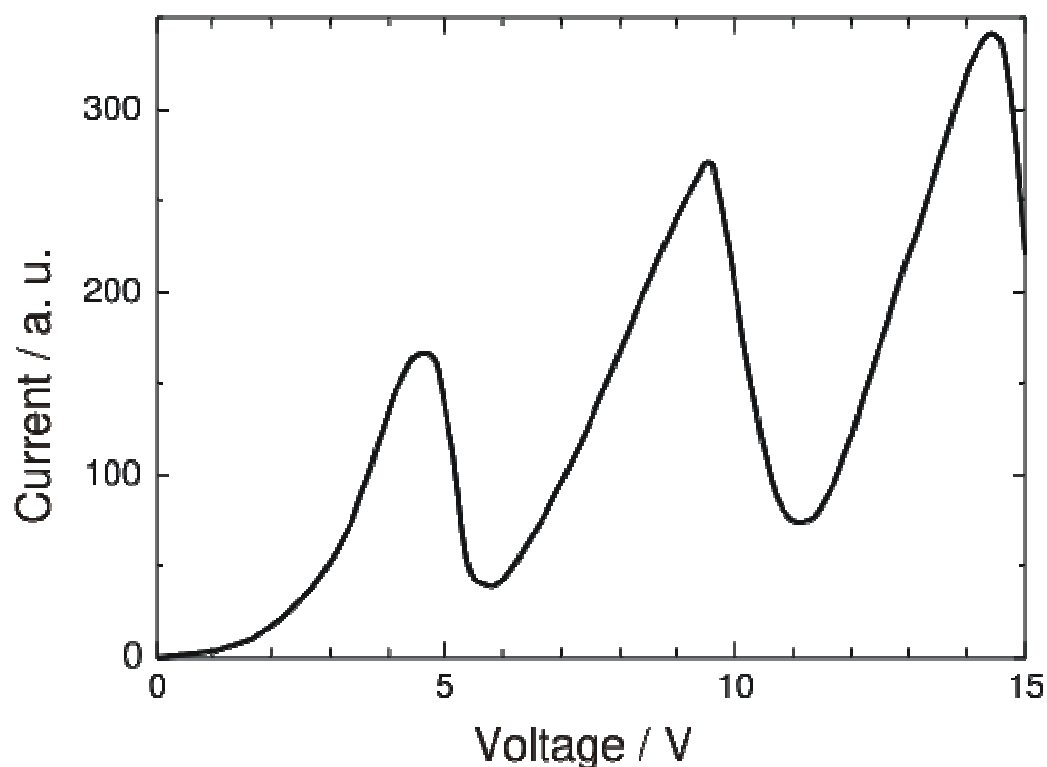
Το πείραμα αυτό δείχνει συσχετισμούς στην διακυμάνσεις έντασης που μπορεί να σχετίζεται με την συμφωνία αλλά προχωράνε (οι συσχετισμοί ) ακόμη περισσότερο. Για την κατανόηση των αποτελεσμάτων είναι δυνατόν να προστρέξουμε στην

κλασική ή την σωματιδιακή θεωρία του φωτός αλλά ακόμα (ίσως το πιο κρίσιμο) στο ότι τα φωτόνια ακολουθούν την στατιστική Bose-Einstein.

Συνέχεια: *Περιγραφή πειράματος των Hanbury-Brown και Twiss*  
(*Αναφορά* Σωτήρ. Βες, Εισαγωγή στην Κβαντική Οπτική και Λέιζερς, σελ. 167-169)  
Εδώ μπορεί να αναζητήσουμε ορισμένες ειδικές περιπτώσεις όπου εξετάζουμε την συμπεριφορά του φωτός σε διάφορες πειραματικές καταστάσεις. Μία από αυτές αφορά το φαινόμενο της *συμφωνίας* του φωτός . που μπορεί να μετρηθεί όχι μόνο στην περίπτωση της επαλληλίας των πλατών δύο κυμάτων που προέρχονται από την ίδια πηγή (και χωρίζονται με τη μέθοδο της διαίρεσης του πλάτους με διχαστή της δέσμης) αλλά όπου εξετάζεται η επαλληλία των εντάσεων ( intensity interferometry). Σε αυτήν, η ο προσδιορισμός της φάσης εγκαταλείπεται, και αντί αυτής μετράται πειραματικά ο συσχετισμός στις διακυμάνσεις του ρυθμού άφιξης των φωτονίων . Τότε, προκύπτει ένα πρακτικό (πειραματικό) πλεονέκτημα  
Από το γεγονός ότι οι δύο κλάδοι του συμβολομέτρου συνδέονται μεταξύ των με ένα μίκτη σήματος παρά με ένα οπτικό δρόμο ( που συχνά απορυθμίζεται από ευθυγραμμίσεις), και έτσι μπορούν να επιτευχθούν μεγάλες αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών φωτονίων χωρίς δυσκολία.

The **Franck-Hertz experiment** was a [physics experiment](#) that provided support for the [Bohr model of the atom](#), a precursor to [quantum mechanics](#). In [1914](#), the German physicists [James Franck](#) and [Gustav Ludwig Hertz](#) sought to experimentally probe the energy levels of the [atom](#). The now-famous Franck-Hertz experiment elegantly supported [Niels Bohr's model of the atom](#), with [electrons](#) orbiting the [nucleus](#) with specific, discrete energies. Franck and Hertz were awarded the [Nobel Prize in Physics](#) in [1925](#) for this work.

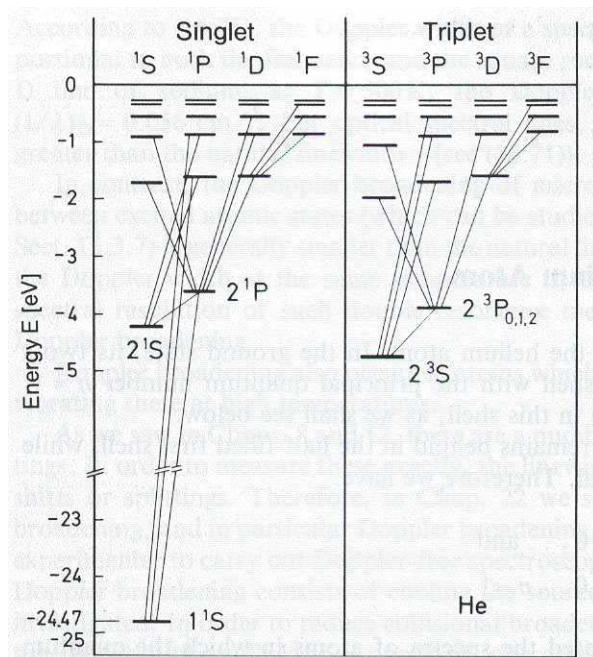
The Franck-Hertz experiment confirmed Bohr's quantized model of the atom by demonstrating that atoms could indeed only absorb (and be excited by) specific amounts of energy (quanta).



### 3.2 Ατομα με δύο Ηλεκτρόνια στην Εξωτερική Στοιβάδα (Ατομα του He και Hg).

Στο εδάφιο αυτό δίνονται τα βασικά στοιχεία από δύο ενδιαφέρουσες περιπτώσεις ατομικών συστημάτων και οι αντίστοιχες φασματοσκοπικές μέθοδοι. Προτείνονται δύο αντίστοιχες εργαστηριακές ασκήσεις.

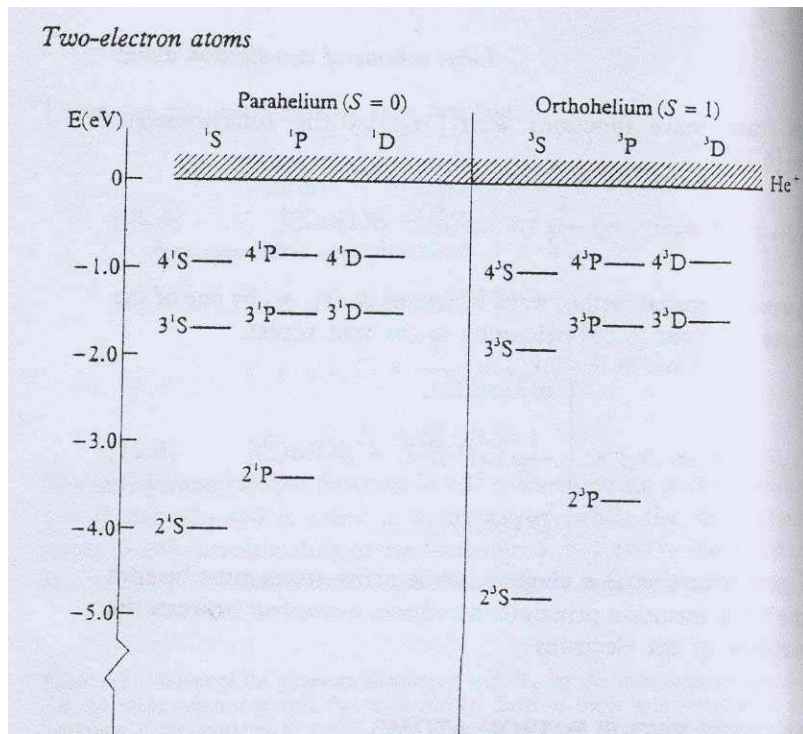
Το εδάφιο αυτό περιγράφεται αναλυτικά στο βιβλίο των Bransden –Joachan. Αποδεικνύεται ότι οι ακτινοβόλες μεταπτώσεις μεταξύ μονών (singlet) και τριπλών (triplet) καταστάσεων (γνωστές ως γραμμές δια-συνδυασμού – intercombination lines) απαγορεύονται στην προσέγγιση του ηλεκτρικού διπόλου, εφ' όσον αμελούνται οι αλληλεπιδράσεις τροχιά-σπιν. Αυτή είναι η περίπτωση ατόμων και μορίων με επαρκώς χαμηλό ατομικό αριθμό  $Z$ . Ετσι, το ενεργειακό φάσμα των ατόμων, ή ιόντων δύο ηλεκτρονίων (στην εξωτερική στοιβάδα) με  $Z \leq 40$  αποτελείται από δύο περίπου ανεξάρτητα συστήματα ενεργειακών σταθμών. Το ένα αποτελείται από para (μονές) καταστάσεις, και το άλλο από τις άλλες ortho (τριπλές) καταστάσεις. Ετσι, στο Σχήμα Kef3\_fig5a φαίνονται οι πρώτες (χαμηλότερες) ενεργειακές στάθμες του ηλίου.



**Σχήμα** Kef3\_fig5a (Kef1\_fig8a)

Αυτές χωρίζονται σε μονές ( $S=0$ ) και τριπλές ( $S=1$ ). Λόγω του ότι οι γραμμές δια-συνδυασμού είναι στην πράξη απύσυχες στο φάσμα του ηλίου (εμφανίζονται μόνο σε αρκετά ειδικές συνθήκες), οι φασματοσκόποι μιλούσαν για πολύ καιρό για δύο διαφορετικά είδη ηλίου, *παραήλιο* (parahelium) και *ορθοήλιο* (orthohelium). Αυτό δεν συμβαίνει στην πραγματικότητα. Παρόλα αυτά, η ορολογία εξακολουθεί και χρησιμοποιείται και σήμερα διότι κάνει πιο παραστατική την διαφορετικές φασματικές εκδηλώσεις του ίδιου ατόμου!

Εστω  $\mathbf{L} = \mathbf{L}_1 + \mathbf{L}_2$ , είναι το άθροισμα των τελεστών των τροχιακών στροφορμών των ηλεκτρονίων. Χρησιμοποιώντας ατομικές μονάδες ( $\hbar/2\pi=1$ ), συμβολίζουμε με  $L(L+1)$  τις ιδιοτιμές του τελεστή  $\mathbf{L}^2$  και με  $M_L$  εκείνες του τελεστή  $L_z$ . Οι τιμές που μπορεί να πάρει ο τελευταίος είναι  $M_L=-L, -L+1, \dots, L$ , όπως φαίνεται από το Σχήμα Kef3\_fig5b.



Σχήμα Kef3\_fig5b

Συνηθίζεται ο συμβολισμός των σταθμών (που λέγονται και *φασματικοί όροι*) να γίνεται ως

$$^{2S+1}L$$

όπου ένα κωδικό γράμμα σχετίζεται με την τιμή του κβαντικού αριθμού ολικής τροχιακής στροφορμής  $L$ , σύμφωνα με την αντιστοιχία:

$$\begin{array}{cccccc} L=0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ S & P & D & F & G & H \end{array}$$

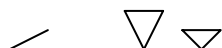
Κλπ

## Κεφάλαιο xxxx ....Ατομα με δύο Ηλεκτρόνια

Στο Κεφάλαιο αυτό, θα ξεκινήσουμε την αντιμετώπιση του θέματος των ατόμων με πολλά ηλεκτρόνια και σαν πρώτο βήμα θα εξετάσουμε την περίπτωση ατόμων με δύο ηλεκτρόνια. Τέτοια παραδείγματα έχουμε στο

- Αρνητικά φορτισμένο άτομο του Υδρογόνου,  $H^-$  ( $Z=1$ ), το ουδέτερο άτομο του Ηλίου  $He$  ( $Z=2$ ), και το απλά ιονισμένο άτομο του Λιθίου  $Li^+$  ( $Z=3$ ), κλπ. Θα περιορίζουμε τη μελέτη στην μή σχετικιστική περιοχή ταχυτήτων.

Η εξίσωση του Σρόντινγκερ για ένα ηλεκτρόνιο με δύο άτομα μπορεί να γραφεί στην περίπτωση ενός πυρήνα που υποθέτουμε ότι έχει άπειρη μάζα ( $M = \infty$ ), και έτσι



η ανηγμένη μάζα  $\mu$  γίνεται ίση με την μάζα του ηλεκτρονίου  $m$ . Ο όρος της «μάζας πόλωσης»,  $-(\hbar^2/M)(r_1 - r_2)$ , μπορεί να αμεληθεί.

Η εναπομένουσα εξίσωση (6.2) είναι αναλλοίωτη όταν οι συντεταγμένες των δύο ηλεκτρονίων εναλλάσσονται. Αν η  $\psi(r_1, r_2)$  είναι μία λύση, τότε αυτή αποδεικνύεται ότι, λόγω της συμμετρίας της εξίσωσης (6.1), πως ικανοποιεί μία από τις δύο σχέσεις

$$\psi(r_1, r_2) = \pm \psi(r_2, r_1) \quad (6.7)$$

Οι κυματοσυναρτήσεις που ικανοποιούν τις (6.7), λέγονται χωρικά συμμετρικές και χωρικά αντισυμμετρικές αντίστοιχα.

Στην περίπτωση ατόμου με ένα ηλεκτρόνιο, έχουμε δει ότι η ύπαρξη του σπιν του ηλεκτρονίου επηρεάζει μόνο τη λεπτή και υπέρλεπτη υφή του φάσματος. Στην περίπτωση ατόμου με δύο ηλεκτρόνια, η ύπαρξη του σπιν, όπως θα δούμε, επηρεάζει άμεσα το φάσμα λόγω της απαίτησης της απαγορευτικής αρχής του Πάουλι.

Για να επεξεργασθούμε το πρόβλημα του ατόμου του Ηλίου στην θεμελειώδη κατάσταση, μπορούμε σε πρώτη προσέγγιση να θεωρήσουμε τον όρο της αλληλεπίδρασης μεταξύ των δύο ηλεκτρονίων ως “διαταραχή” εφ’ όσον βέβαια αυτός όρος είναι “επαρκώς μικρός”. Εάν ο όρος της αλληλεπίδρασης των δύο ηλεκτρονίων,  $e^2/r_{12}$ , αμεληθεί, τότε η προκύπτουσα εξίσωση του Σρόντινγκερ μπορεί να επιλυθεί ακριβώς όπως ήδη έχουμε δει σε προηγούμενα κεφάλαια.

## Αναφορές Lecture 2

[http://www.ks.uiuc.edu/Services/Class/PHYS480/qm\\_PDF/chp10.pdf](http://www.ks.uiuc.edu/Services/Class/PHYS480/qm_PDF/chp10.pdf)

## Πείραμα Φρανκ-Χερτζ

(ίδτετε <http://www.uoregon.edu/~jlong/fa00/237/spectroscopy/Spectroscopy.pdf>)

### Βοηθητικές σημειώσεις:

The classic experiment involved a tube containing low pressure gas and bounded at each end by an electrode, and containing a mesh accelerating grid near the ground electrode. (This 'ground' was actually held very slightly negative, so that electrons had to have a small amount of kinetic energy to reach it.) Instruments were fitted to measure the current passing between the electrodes, and to adjust the [potential difference](#) (the voltage) between the [cathode](#) (negative electrode) and the accelerating grid.

- At low voltages-- up to 7 volts when the tube contained [mercury](#) vapour-- the current through the tube increased steadily

with increasing potential difference. The higher voltage increased the [electric field](#) in the tube and electrons were drawn more forcefully towards and through the accelerating grid.

- At 7 volts the current drops sharply, almost back to zero.
- The current increases steadily once again if the voltage is increased further, until 11.9 volts is reached (exactly 7+4.9 volts).
- At 11.9 volts a similar sharp drop is observed.
- This series of dips in current at approximately 4.9 volt increments will visibly continue to potentials of at least 100 volts.

### **[\[edit\]](#) Interpretation of results**

Franck and Hertz were able to explain their experiment in terms of [elastic](#) and [inelastic collisions](#). At low potentials, electrons acquired only a modest amount of kinetic energy. When they encountered mercury atoms in the tube, they participated in elastic collisions. The total amount of kinetic energy in the system remained the same. (Since electrons are significantly less massive than mercury atoms, this meant that the electrons held on to the vast majority of that energy, too.) Higher potentials served to drive more electrons to the ground and increase the observed current.

The lowest energy electronic excitation a mercury atom can participate in requires 4.9 [electron volts](#) (eV). When the accelerating potential reached 4.9 volts, each electron possessed exactly that amount of energy when it reached the [anode](#) grid.

Consequently, a collision between a mercury atom and an electron at that point could be inelastic. Its kinetic energy could be converted into potential energy, and used to excite the mercury atom. With the loss of all of its kinetic energy, the electron can no longer overcome the slight negative potential at the ground electrode, and the measured current drops sharply.

As the voltage is increased, electrons will participate in one inelastic collision, lose their 4.9 eV, but then continue to be accelerated. In this manner, the current rises again after the accelerating potential exceeds 4.9 V. At 9.8 V, the situation changes again. There, each electron now has just enough energy to participate **in two inelastic collisions**, excite two mercury atoms, and then be left with no kinetic energy. Once again, the observed current drops. At intervals of 4.9 volts this process will repeat; each time the electrons will undergo one additional inelastic collision.