

## ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ ΠΟΛΥ ΥΨΗΛΗΣ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗΣ ΙΚΑΝΟΤΗΤΟΣ ΔΙΑ ΤΟΥ ΛΑΖΕΡ

Υπό

ΜΑΡΙΑΣ ΜΑΡΚΕΤΟΥ ΠΥΛΑΡΙΝΟΥ

Όμοτιμον καθηγήτριας τής Φυσικομαθηματικής Σχολής  
του Άριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης

### ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ή όπτική φασματοσκοπία άποτελεϊ πολύτιμον μέθοδον έρεύνης δι' όλας τας θετικας έπιστήμας. Είς τήν Φυσικήν είδικώς σημαντικόν μέρος τών γνώσεών μας περι τής δομής του άτόμου και του μορίου άπεκτήθη διά τής όπτικής φασματοσκοπικής έρεύνης. Ή πρώτη ίκανοποιητική άτομική θεωρία (ή του Bohr) διεμορφώθη ήδη διά τής προσπαθείας έρμηνείας τών πρώτων ληφθέντων γραμμωτών όπτικών φασμάτων, έξειλίχθη δέ βαθμηδόν είς τήν σημερινήν κβαντομηχανικήν είκόνα διά τής θεωρητικής διερευνήσεως νεωτέρων και άκριβεστέρων φασματικών δεδομένων, προϊόντων σημαντικής βελτιώσεως τών πειραματικών μέσων έρεύνης. Καθ' όσον δέ ή έρευνα προχωρεϊ καθίσταται περισσότερον έπιτακτική ή άνάγκη τής περαιτέρω βελτιώσεως τών πειραματικών διατάξεων τής όπτικής φασματοσκοπίας.

Τεράστια βελτιώσεις, χάρις είς τας όποιας ή όπτική φασματοσκοπία φθάνει τήν εύαισθησίαν και τήν άκρίβειαν τής φασματοσκοπίας μικροκυμάτων, έπήλθον διά του λάζερ του όπολου ή έφαρμογή είς τήν φασματοσκοπικήν έρευναν ήρχισεν εύθύς μετά τήν εμφάνισίν του (1960), άλλ' αϊ έξαιρετικώς ταχείαι δι' αύτου πρόοδοι χρονολογούνται άπό του έτους 1970 με τήν κατασκευήν τών λάζερ ρυθμιζομένης συχνότητος. Ή επίδρασις του λάζερ είς τήν φασματοσκοπικήν έρευναν ύπήρξε τόσοσ σημαντική και ραγδαία ώστε χαρακτηρίζεται ως έπανάστασις είς τήν φασματοσκοπίαν, έπανάστασις εύρείας έπιπτώσεως, έκτεινομένη είς όλα τά φυσικά μεγέθη τά συνδεόμενα με τά όπτικά φάσματα.

Πλήθος έπιστημόνων είς πολλά έργαστήρια άσχολούνται σήμερα με τήν φασματοσκοπίαν διά λάζερ. Είς συχνοτάτας δημοσιεύσεις και άνακρινώσεως είς λίαν συχνά διεθνή συνέδρια έκτίθενται έκάστοτε νέα σημαντικώτατα άποτελέσματα.

Βασικαί απαιτήσεις δια φασματοσκοπικὰς ἐρευνας ὑψηλῆς ἀκριβείας εἶναι:

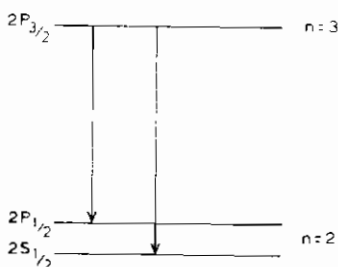
1. Φασματοσκοπικαὶ διατάξεις μεγάλης διακριτικῆς ἰκανότητος, ἵκαναὶ νὰ ἐπιτύχουν τὸν διαχωρισμὸν τῶν λεπτῶν καὶ ὑπερλεπτῶν συνιστωσῶν τῶν δια κοινῶ φασματοσκοπίου λαμβανομένων φασματικῶν γραμμῶν, ἢ μελέτη τῶν ὁποίων παρέχει στοιχεῖα περὶ τῆς λεπτῆς δομῆς τῶν κβαντικῶν σταθμῶν ἐνεργείας τῶν ἀτόμων ἢ μορίων ἐκ τῶν ὁποίων προέρχονται.

2. Ἡ ἀκριβὴς μέτρησις τῆς συχνότητος τῶν γραμμῶν καὶ

3. Ἴσχυραὶ πηγαὶ ἐκπομπῆς διὰ τὰς περιπτώσεις πολὺ ἀσθενῶν γραμμῶν.

Ἡ διακριτικὴ ἰκανότης τῶν ὀργάνων συμβολῆς καὶ περιθλάσεως, τὰ ὁποῖα ἐχρησιμοποιοῦντο εἰς τὴν φασματοσκοπικὴν ἐρευναν τοῦ ὄρατοῦ καὶ τοῦ ὑπερύθρου πρὸ τῆς ἐμφανίσεως τοῦ λάζερ καὶ αἱ κλασσικαὶ μέθοδοι προσδιορισμοῦ τῆς συχνότητος τῶν φασματικῶν γραμμῶν ἐκ τῶν μετρούμενων μηκῶν κύματος, ἦσαν πλέον ἢ ἱκανοποιητικαί, δεδομένου ὅτι οὐσιώδες ἐμπόδιον εἰς τὴν διάκρισιν λίαν γειτονικῶν γραμμῶν εἰς τὰς περιοχὰς αὐτὰς τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ φάσματος καὶ εἰς τὸν ἀκριβῆ προσδιορισμὸν τῆς συχνότητός των, προέβαλλε τὸ μέγα, συνήθως, πλάτος, τὸ ὁποῖον παρουσιάζουν γραμμαὶ ἐκπεμπόμεναι ἐκ τῶν συμβατικῶν φωτεινῶν πηγῶν, ἀκόμη καὶ ὑπὸ τὰς καλυτέρας δυνατὰς κλασσικὰς πειραματικὰς συνθήκας, συνέπειαι τοῦ ὁποίου εἶναι ἀφ' ἑνὸς ὁ μὴ ἀκριβὴς προσδιορισμὸς τῆς συχνότητος καὶ ἀφ' ἑτέρου ἢ ὑπερκάλυψις λεπτῶν συνιστωσῶν τῶν γραμμῶν, συνεπαγομένη τὴν ἀπώλειαν λεπτομερειῶν αἱ ὁποῖαι θὰ παρεῖχον, ἐνδεχομένως, πληροφορίας διὰ νέα φυσικὰ φαινόμενα.

Μία τοιαύτη περίπτωσις ἐξαιρετικῶς μεγάλης σημασίας, ὡς ἐκ τῶν ἐπιπτώσεών της ἐπὶ τῆς θεωρίας, εἶναι ἡ τῆς ἐρυθρᾶς γραμμῆς  $H_{\alpha}$  τῆς σειρᾶς Balmer τοῦ ἀτομικοῦ ὑδρογόνου ( $n = 3 \rightarrow n = 2$ ,  $\lambda = 6523 \text{ \AA}$ ) τῆς ὁποίας τὸ ἐξαιρετικῶς μέγα πλάτος (6000 MHz) δὲν ἐπέτρεπε τὴν διαπίσιν τῆς μικρᾶς διαφορᾶς ἐνεργείας (4 MeV) ἢ ὁποία ὑπάρχει μεταξύ τῶν δύο ὑποσταθμῶν  $2S_{1/2}$  καὶ  $2P_{1/2}$  τῆς κατωτέρας στάθμης  $n = 2$ , (σχ. 1). Ἡ δια-



Σχ. 1.

φορά αὕτη διεπιστώθη ἀρχικῶς ἐμμέσως διὰ φασματοσκοπίου μικροκυμάτων<sup>3</sup>, τοῦ ὁποίου ἡ διακριτικὴ ἱκανότης εἶναι πολὺ μεγαλύτερα τῆς τῶν κλασσικῶν ὀπτικῶν φασματοσκοπιῶν, ὑπὸ τῶν Lamb καὶ Retherford καὶ ὀνομάσθη «μετατόπισις Lamb», μετὰ δὲ τὴν ἐφαρμογὴν τοῦ λάζερ εἰς τὴν φασματοσκοπίαν εὐρέθη καὶ δι' ὀπτικοῦ φασματοσκοπίου ὑπὸ τοῦ Hänsch<sup>3</sup> καὶ τῶν συνεργατῶν του. Ἡ βεβαίως καὶ ἀκριβὴς μέτρησις τῆς μετατοπίσεως Lamb ἦτο ἐξαιρετικῆς σημασίας, δεδομένου ὅτι συμφώνως πρὸς τὴν ρελατιβιστικὴν θεωρίαν τοῦ Dirac αἱ ὑποστάθμαι  $2S_{1/2}$  καὶ  $2P_{1/2}$  θὰ ἔπρεπε νὰ συμπίπτουν ἐφ' ὅσον διαφέρουν μόνον κατὰ τὸν ἀζιμουθιακὸν κβαντικὸν ἀριθμὸν (S, P) ἀπὸ τὸν ὁποῖον δὲν ἐξαρτᾶται ἡ ἐνέργεια τῆς στάθμης.

Ἡ ἀναμφισβήτητος πειραματικὴ διαπίστωσις τῆς μετατοπίσεως Lamb εἶναι ἓν ἐκ τῶν κυρίων πειραματικῶν δεδομένων τὰ ὁποῖα συνετέλεσαν εἰς τὴν ἀνάπτυξιν τῆς νέας θεωρίας Dirac, τῆς κβαντικῆς ἠλεκτροδυναμικῆς (K.H.Δ). [Quantenelectrodynamie (Q.E.D)] καὶ ἀποτελεῖ ὠραῖον παράδειγμα τῆς μεγάλης σημασίας τὴν ὁποῖαν εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχουν ἐλάχισται ἀριθμητικαὶ ἀποκλίσεις μεταξὺ θεωρίας καὶ πειράματος.

Νεώτεραι μετρήσεις ἀκριβείας<sup>4,5,6</sup> τῶν τιμῶν ἐνεργείας πολλῶν ὑδρογονικῶν σταθμῶν διὰ τῶν μεθόδων τῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας ἔδωσαν ἀποτελέσματα ἐξαιρετοῦ συμφωνίας μετὰ τὴν κβαντικὴν ἠλεκτροδυναμικὴν καὶ εἶναι μεταξὺ τῶν ἀκριβεστέρων κριτηρίων αὐτῆς.

Εἰς τὰ ἐπόμενα ἐκτίθενται αἱ βασικαὶ ἀρχαὶ ἐπὶ τῶν ὁποίων στηρίζονται αἱ διάφοροι μέθοδοι τῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας καὶ ἀναφέρονται παραδείγματα χαρακτηριστικὰ τῆς λίαν ὑψηλῆς διακριτικῆς ἱκανότητος ἡ ὁποία ἐπιτυγχάνεται δι' αὐτῶν.

## I. ΑΙ ΜΕΘΟΔΟΙ ΤΗΣ ΔΙΑ ΛΑΖΕΡ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΣ

### *Πλάτος τῶν φασματικῶν γραμμῶν*

Μικρὰ διακύμανσις τῆς συχνότητος φασματικῆς γραμμῆς περὶ τὴν ἰδανικὴν τιμὴν  $\omega_0^*$ , τὴν ὀριζομένην ὑπὸ τῆς κβαντικῆς συνθήκης τοῦ Bohr:

$$h\omega_0 = E_n - E_m, \quad 1$$

τὸ καλούμενον «φυσικὸν πλάτος» τῆς γραμμῆς, δικαιολογεῖται θεωρητικῶς κατὰ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀπροσδιοριστίας  $\Delta\omega\Delta t \geq 1$ , ἀπὸ τὴν μείωσιν τοῦ χρόνου ζωῆς  $\Delta t$  τῆς διηγερέμενης στάθμης ἐνεργείας τοῦ ἐκπέμποντος ἀτόμου (ἢ μορίου), συνεπεῖα κυρίως τῆς ἀκτινοβολίας. Ἀκτινοβολία ἐκπεμπομένη

\* Ἡ συχνότης φασματικῆς γραμμῆς θὰ σημειοῦται εἰς τὰ ἐπόμενα διὰ  $\omega$ , ἡ δὲ συχνότης τοῦ κύματος τοῦ λάζερ διὰ  $\nu$ .

κατά την μετάβαση ατόμων (μορίων) από διηγευμένη στάθμη ενέργειας  $E_m$ , χρόνου ζωής  $\Delta t$ , έχει συμφώνως πρὸς τὴν σχ. 1, τὸ φυσικὸν πλάτος

$$\Delta\omega \geq \frac{1}{\Delta t}.$$

Γραμμαὶ ἰσχυρᾶς ἐντάσεως προέρχονται ἀπὸ διηγευμένας στάθμας μικροῦ χρόνου καὶ ἔχουν ὡς ἐκ τούτου μέγα φυσικὸν πλάτος.

Εἰς τὴν ὄρατὴν περιοχὴν τὸ φυσικὸν πλάτος εἶναι τῆς τάξεως 10 ἕως  $10^7$  Hertz εἰς γραμμαῖς ατόμων καὶ 10 ἕως  $10^3$  Hz εἰς γραμμαῖς μορίων, ἐξαρτᾶται δὲ διὰ τὸ αὐτὸ μόριον ἀπὸ τὴν συχνότητα τῆς γραμμῆς (ἔξ. 4). Ὡς παράδειγμα ἀναφέρομεν ὅτι διὰ τὴν γραμμὴν  $\lambda = 0,63\mu\text{m}$  τοῦ στοιχείου  $^{20}\text{Ne}$  διάφοροι ἐρευνηταὶ δίδουν φυσικὰ πλάτη 10 ἕως 15 MHz.

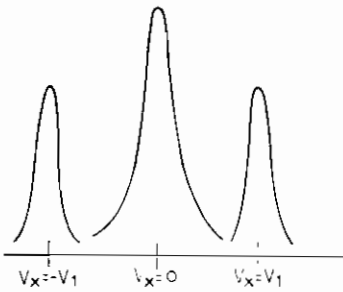
Τὸ πραγματικὸν ὅμως πλάτος τῶν φασματικῶν γραμμῶν εἶναι κατὰ πολὺν ἀξίαν μεγαλύτερον τοῦ φυσικοῦ (π.χ. ἡ γραμμὴ  $\text{H}_\alpha$  τοῦ ατομικοῦ ὑδρογόνου ἔχει πλάτος 6000MHz), τὴν κυριωτέραν δὲ αἰτίαν διαπλάτυνσεως ἀποτελοῦν αἱ κατὰ τὴν θερμικὴν μοριακὴν κίνησιν κρούσεις μεταξὺ τῶν μορίων, ἐπιφέρουσαι διακυμάνσεις τῶν τιμῶν ἐνεργείας τῶν σταθμῶν λίαν σημαντικᾶς, ἰδίως εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν στερεῶν.

Ἡ ἐκ τῶν θερμικῶν κρούσεων διαπλάτυνσις ἀποφεύγεται ἢ ἐλαττοῦται σημαντικῶς ἐὰν τὸ ὑλικὸν ληφθῆ εἰς ἀερίαν κατάστασιν καὶ ὑπὸ μικρᾶς πίεσεως, συνθήκας ὑπὸ τὰς ὁποίας αἱ θερμικαὶ μοριακαὶ κρούσεις εἶναι ἀμελητέαι. Ἐν τούτοις εἰς ἀέρια ὑπὸ μικρᾶς πίεσεως παραμένει ὡς κύριον αἷτιον αἰσθητῆς διαπλάτυνσεως συνεπεία τῆς θερμικῆς μοριακῆς κινήσεως, τὸ φαινόμενον Doppler κατὰ τὸ ὁποῖον ἡ κβαντικὴ συχνότης  $\omega_0$  φωτεινῆς πηγῆς κινουμένης ὡς πρὸς τὸν παρατηρητὴν μετὰ ταχύτητα  $|v_x|$  μετατίθεται εἰς

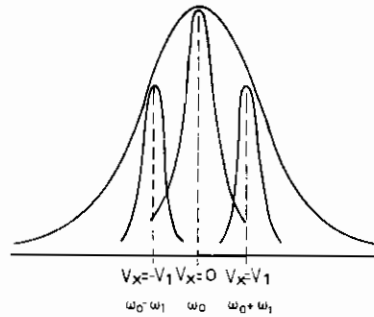
$$\omega = \omega_0 \left( 1 \pm \frac{v_x}{c} \right) \quad 2$$

ἐνθα  $c$  εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν.

Ὡς ἐκ τοῦ φαινομένου Doppler φασματικὴ γραμμὴ ἐκπεπομένη ἀπὸ σύνολον ατόμων (μορίων) αερίου, εἶναι κατ' οὐσίαν σύνολον πλήθους πολὺ στενοτέρων γραμμῶν διαφόρων συχνοτήτων, ἐκάστη τῶν ὁποίων ἐκπέμπεται ἀπὸ ὁμάδα μορίων μετὰ τὴν αὐτὴν προβολὴν  $v_x$  τῆς μοριακῆς θερμικῆς ταχύτητος κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς παρατηρήσεως (σχῆμα 2α). Ἡ μικρὰ διαπλάτυνσις τῶν γραμμῶν τῆς αὐτῆς ὁμάδος μορίων εἶναι κυρίως τὸ φυσικὸν πλάτος, λέγεται δὲ ὁμογενῆς διαπλάτυνσις, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὴν συνολικὴν διαπλάτυνσιν, καλουμένην ἀνομογενῆ, ὡς προερχομένη ἀπὸ ὁμάδας μορίων μετὰ διαφόρους τιμὰς τῆς ταχύτητος  $v_x$  (σχ. 2β). Γραμμὴ παρουσιάζουσα διαπλάτυνσιν ἐκ τοῦ φαινομένου Doppler ἀποκαλεῖται χάριν συντομίας γραμμὴ Doppler.



Σχ. 2α

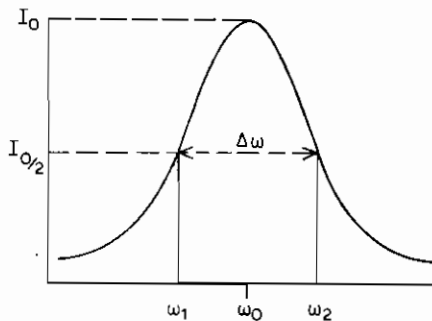


Σχ. 2β

Είς άέριον κατάστασιν θερμικής ισορροπίας ή κατανομή τής θερμικής ταχύτητος τών μορίων είναι ισότροπος, δηλ. όλαι αί κατευθύνσεις είναι έξ ίσου πιθαναι είς τήν μοριακήν κίνησιν, ή δέ προβολή τών ταχυτήτων καθ' οίανδήποτε διεύθυνσιν δίδεται από τήν κατανομήν Maxwell, τής όποίας γραφική παράστασις είναι ή καμπύλη Gauss (σχ. 3).

Από καμπύλην τής αύτης μορφής δίδεται ή κατανομή τής έντάσεως γραμμής Doppler, έφ' όσον ή έντασις είναι ανάλογος του πλήθους τών έκπεμπόντων άτόμων, λέγεται δέ «σχήμα» τής γραμμής. Το μέγιστον τής έντάσεως  $I_0$  αντίστοιχεί είς τήν συχνότητα τής κβαντικής μεταβάσεως  $\omega_0$ , ή όποία έκπέμπεται από μόρια κινούμενα καθέτως προς τόν παρατηρητήν ( $v_x = 0$ ) τών όποίων έπομένως ή συχνότης δέν μετατίθεται εκ του φαινομένου Doppler.

Ως πλάτος καλούμενον ένίοτε και «ήμιπλάτος γραμμής Doppler» όρίζεται ή διαφορά  $\Delta\omega$  τών συχνοτήτων  $\omega_1$  και  $\omega_2$ , εκατέρωθεν τής  $\omega_0$ , είς τās όποίας ή έντασις ίσοϋται με το ήμισυ τής μεγίστης (σχ. 3). Λαμβανομένης



Σχ. 3

ὕπ' ὄψιν τῆς κατὰ Maxwell κατανομῆς τῶν θερμικῶν μοριακῶν ταχυτήτων προκύπτει διὰ τὸ πλάτος γραμμῆς Doppler ἢ σχέσις:

$$\Delta\omega = 2 \frac{\omega_0}{c} \left( \frac{2KT \log 2}{m} \right)^{1/2} \quad 3$$

K εἶναι ἡ σταθερὰ Boltzmann, T ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία τοῦ ἀερίου καὶ m ἡ μᾶζα τοῦ μορίου (ἄτομου). Ἐὰν εἰς τὴν σχέσιν 3 εἰσαχθῆ ἡ παγκόσμια σταθερὰ τῶν ἀερίων  $R = KN$ , καὶ ἀντικατασταθοῦν αἱ σταθεραὶ διὰ τῶν ἀριθμητικῶν τῶν τιμῶν προκύπτει διὰ τὸ σχετικὸν πλάτος:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 7,163 \times 10^{-7} \left( \frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad 4$$

M εἶναι τὸ μοριακὸν (ἄτομικὸν) βᾶρος τοῦ ἀερίου.

Διὰ τὸ ἀτομικὸν ὕδρογόνον εἰς τὴν θερμοκρασίαν  $T = 300 \text{ K}$  καὶ εἰς τὴν ὀπτικὴν περιοχὴν, ὁ λόγος  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$  εἶναι τῆς τάξεως  $10^{-5}$ . Συγκεκριμένως διὰ τὴν γραμμὴν  $H_\alpha$  τῆς σειρᾶς Balmer ( $\omega = 4,6 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ) εἶναι:  $1,24 \times 10^{-5}$   
Ἄρα  $\Delta\omega = 6000 \text{ MHz}$ .

Ὡς μέτρον τῆς διακριτικῆς ἐκάνοτητος μιᾶς φασματοσκοπικῆς διατάξεως, ὑπὸ τὴν προϋπόθεσιν ὅτι δὲν περιορίζεται αὕτη ἀπὸ τὰ μέσα πειραματισμοῦ, ἀλλὰ κυρίως ἀπὸ τὸ φαινόμενον Doppler, λαμβάνεται ὁ λόγος,

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}, \text{ ὁ καλούμενος συντελεστὴς ποιότητος.}$$

Διὰ τὴν γραμμὴν  $H_\alpha$  τοῦ ὕδρογόνου εἶναι  $Q = 8 \times 10^4$  καὶ εἰς ἄτομα μεγαλύτερου ἀτομικοῦ βάρους δὲν ὑπερβαίνει εἰς τὴν ὀπτικὴν περιοχὴν (συχρότητος  $10^{14} - 10^{15} \text{ Hz}$ ) τὴν τάξιν μεγέθους  $10^6$ , περιλαμβάνεται δὲ μεταξὺ  $10^5$  καὶ  $10^8$ . Ὡστε ἡ συμβατικὴ ὀπτικὴ φασματοσκοπία ὑπολείπεται, ὡς ἐκ τοῦ φαινομένου Doppler, κατὰ πολὺ τῆς φασματοσκοπίας μικροκυμάτων, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ λόγος Q εἶναι τῆς τάξεως  $10^9$ , ἀκόμη δὲ περισσότερον ὑπολείπεται τῆς πυρηνικῆς φασματοσκοπίας εἰς τὴν ὁποίαν ὁ συντελεστὴς ποιότητος εἶναι τῆς τάξεως  $10^{15}$ .

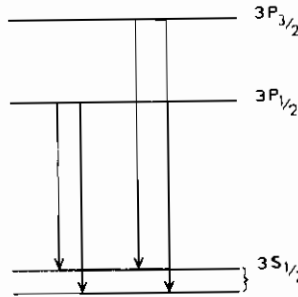
Ἡ διαπλάτυσις Doppler θὰ ἀπεφεύγετο, ἢ τουλάχιστον θὰ ἐμειοῦτο σημαντικῶς, ἐὰν καθίστατο δυνατὴ ἡ ἐκπομπὴ τοῦ φάσματος ἀπὸ ομάδα

μορίων τῶν ὁποίων αἱ μέσαι θερμοκαὶ ταχύτητες κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς παρατηρήσεως, περιορίζονται ἐντὸς πολὺ στενῆς περιοχῆς\*.

Ἡ ἐπιλογή αὕτη κατέστη τελικῶς δυνατὴ δι' εἰδικῶν φασματοσκοπικῶν μεθόδων μετὰ τὴν ἀντικατάστασιν τῶν συμβατικῶν φωτεινῶν πηγῶν διὰ τοῦ λάζερ, ἀφοῦ προηγουμένως εἶχον ἐφαρμοσθεῖ διάφοροι ἄλλαι μέθοδοι, βασικὴ ἐπιδιώξις τῶν ὁποίων ἦτο ἡ μείωσις τῆς διασπορᾶς τῶν μοριακῶν ταχυτήτων, ὡς π.χ. ἡ μέθοδος τῆς ψύξεως τοῦ ἐκπέμποντος ἀερίου, ἡ ὁποία ὅμως, ἐπειδὴ ἡ μοριακὴ ταχύτης εἶναι ἀνάλογος τῆς τετραγωνικῆς ρίζης τῆς θερμοκρασίας, δὲν εἶναι ἀρκετὰ ἀποτελεσματικὴ.

Ἡ παλαιότερα ἐπιτυχῆς καὶ εὐρύτερον ἐφαρμοσθεῖσα μέθοδος εἶναι ἡ τῶν μοριακῶν δεσμῶν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ἀέριον λαμβάνεται ὑπὸ μορφὴν λεπτῆς δέσμης μορίων (ἀτόμων) κατευθυνομένων καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς παρατηρήσεως. Διὰ τῆς μεθόδου αὐτῆς διεπιστώθη, ἤδη ἀπὸ τοῦ ἔτους 1928<sup>7</sup>, ἡ διπλῆ δομὴ τῶν δύο γραμμῶν συντονισμοῦ τοῦ  $\text{Na} : 3S_{1/2} - 3P_{3/2}$  ( $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ) καὶ  $3S_{1/2} - 3P_{1/2}$  ( $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ ), προερχομένη ἀπὸ τὴν διάσπασιν τῆς κοινῆς κατωτέρας στάθμης εἰς δύο συνιστώσας (σχ. 4). Ἡ διαφορὰ τῶν μηκῶν κύματος τῶν δύο συνιστωσῶν τῆς διπλῆς δομῆς εἶναι μόλις  $0,02 \text{ \AA}$  περίπου. Διὰ τῆς αὐτῆς μεθόδου διηρευνήθη βραδύτερον ὅλη ἡ ὑπερλεπτὴ δομὴ τοῦ φάσματος τοῦ  $\text{Na}^8$ .

Γενικῶς ἡ μέθοδος τῶν μοριακῶν δεσμῶν ἔδωσε πολὺ καλὰ ἀποτελέσματα, ἐφαρμόζεται δὲ ἀκόμη καὶ σήμερον, σημαντικῶς ὅμως βελτιωθεῖσα διὰ τῆς διεγέρσεως τῶν μορίων τοῦ ἀερίου μετὰ λάζερ ρυθμιζομένης συχνότη-



Σχ. 4

\* Ἐς σημειωθῆ ὅτι ἡ ἰδέα τοῦ διαχωρισμοῦ μορίων στενῆς περιοχῆς θερμοκῶν ταχυτήτων δὲν εἶναι νέα. Πρὸ ἑκατὸν περίπου ἐτῶν ὁ Maxwell ἐφαντάσθη ὄντα προικισμένα μετὰ ἐξαιρετικᾶς ἰδιότητος (ὀνομασθέντα «δαίμονες τοῦ Maxwell») ἱκανὰ νὰ διαχωρίσουν μόρια μετὰ ταχύτητας μεγαλυτέρας τῆς μέσης θερμοκῆς ταχύτητος, μετὰ ἀποτελέσματα ἀντιφάσεων πρὸς τὸ δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα.

τος. Δὲν εἶναι ἐν τούτοις δυνατόν νὰ ἔχη γενικὴν ἐφαρμογὴν. Εἶναι π.χ. ἀκατάλληλος διὰ σπανίας οὐσίας ἢ διὰ στοιχεῖα μὲ μικρὸν χρόνον ζωῆς τῶν διηγεμένων σταθμῶν.

### Φασματοσκοπία διὰ τοῦ λάζερ

Ἡ τελείως νέα τροπὴ τὴν ὁποῖαν ἐπέφερε τὸ λάζερ εἰς τὴν ὀπτικὴν φασματοσκοπίαν ὀφείλεται εἰς τὰς ἐξαιρετικὰς ιδιότητες τῆς ἀκτινοβολίας του, χαρακτηριζομένης ἀπὸ πολὺ μεγάλην ἰσχύν ἐν σχέσει πρὸς τὰς συμβατικὰς πηγὰς, χαμηλὸν θόρυβον καὶ ὑψηλὴν φασματικὴν καθαρότητα (μονοχρωματικότητα) καὶ κατευθυντικότητα, ιδιότητας τὰς ὁποίας προηγουμένως εἶχον μόνον αἱ πηγαὶ τῶν μικροκυμάτων. Αἱ ιδιότητες αὐταὶ τοῦ λάζερ καθιστοῦν δυνατόν τὴν λήψιν φασματικῶν γραμμῶν ἐκπομπῆς ἢ ἀπορροφῆσεως, μόνον ἀπὸ ὁμάδα ἀτόμων πολὺ στενῆς περιοχῆς ἀξονικῶν ταχυτήτων (προβολῶν τῶν μοριακῶν ταχυτήτων κατὰ τὸν ἄξονα διαδόσεως τῆς δέσμης τοῦ λάζερ). Ἐπὶ πλέον διὰ τῆς πηγῆς λάζερ διευρύνεται τὸ πεδίον ἐρεύνης εἰς περιοχὰς μηκῶν κύματος διὰ τὰς ὁποίας δὲν ὑπάρχουν ἰσχυραὶ συμβατικαὶ πηγαί. Οὐσιῶδες πλεονέκτημα τῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας εἶναι ἐπίσης ἡ δυνατότης λήψεως γραμμῶν «ἀπηγορευμένων» ἀπὸ τοὺς κανόνας ἐπιλογῆς τῆς συμβατικῆς φασματοσκοπίας.

Ἡ ἐφαρμογὴ τοῦ λάζερ εἰς τὴν φασματοσκοπίαν ἤρχισεν εὐθὺς μετὰ τὴν κατασκευὴν τῶν πρώτων λάζερ (1960), ἀνεπτύχθη ὁμως κυρίως ἀπὸ τοῦ ἔτους 1970, μετὰ τὴν ἐξέλιξιν τῶν διαφορῶν τύπων λάζερ, ἡ ὁποία κατὰ τὴν δεκαετίαν 1970-80 ὑπῆρξε πράγματι ἐντυπωσιακὴ. Σήμερον ὑπάρχουν εἰς τὴν διάθεσιν τῶν ἐρευνητῶν λάζερ ρυθμιζομένης συχνότητος, εἴτε συνεχοῦς λειτουργίας, εἴτε παλμῶν βραχυτάτης διαρκείας καὶ μεγάλης ἰσχύος μὲ ἐξαιρετον σταθερότητα συχνότητος, καλύπτοντα τὴν περιοχὴν ἀπὸ τοῦ ἄκρου ὑπερύθρου μέχρι τοῦ ὑπεριώδους κενοῦ.

Τὴν ἐξέλιξιν τῶν πηγῶν ἠκολούθησε μὲ ρυθμὸν ταχύτατον, χάρις εἰς τὴν ἐντονοτάτην ἐρευναν πλήθους ἐπιστημόνων, ραγδαία ἐξέλιξις τῆς ὀπτικῆς φασματοσκοπίας, τῆς ὁποίας ἡ διακριτικὴ ἰκανότης ἔφθασε τὴν τάξιν  $10^{10}$ , ἡ δὲ εὐπάθεια εἶναι τόσον μεγάλη ὥστε εἶναι δυνατὴ ἡ ἀνίχνευσις καὶ ἀκριβῆς μέτρησις γραμμῶν προερχομένων ἐξ ὀλίγων μόνον μορίων, ὡς π.χ. ἐκ λίαν βραχυβίων τεχνητῶς παραγομένων ραδιενεργῶν στοιχείων. Νέα ὤθησις ἐδόθη εἰς πολλὰ πεδία τῆς ἀτομικῆς καὶ τῆς μοριακῆς φασματοσκοπίας καὶ εἰς τὴν διερεύνησιν θεωρητικῶν, ἀλλὰ καὶ τεχνικῶν προβλημάτων σχετιζομένων μὲ τὰ φάσματα, ὡς π.χ. ὁ διαχωρισμὸς ἰσοτόπων.

Γενικῶς αἱ δυνατότητες τῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας ἐκτείνονται εἰς πολλὰ πεδία τῆς πειραματικῆς Φυσικῆς (βλ. σελ. 35), ἀλλ' ἐπίσης καὶ εἰς



τὸν ἔλεγχον τῶν νεωτέρων θεωριῶν τῆς κβαντικῆς ἠλεκτροδυναμικῆς, εἰς τὴν ὁποίαν ἄλλως τε ὠδήγησεν ὁ ἀκριβῆς προσδιορισμὸς τῶν σταθμῶν ἐνεργείας τοῦ ἀτομικοῦ ὑδρογόνου (μετατόπισις Lamb. σελ. 5).

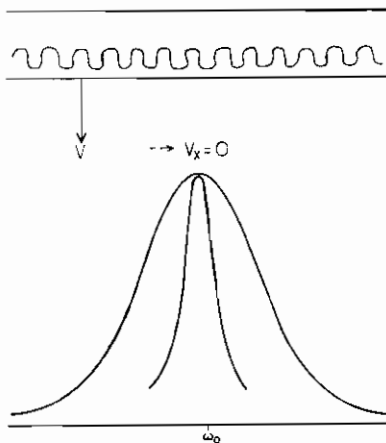
Ἡ διὰ λέζερ φασματοσκοπία στηρίζεται εἰς νέα φαινόμενα, προκύπτοντα ἐκ τῆς μὴ γραμμικῆς ἀλληλεπιδράσεως τοῦ ἰσχυροῦ μονοχρωματικοῦ πεδίου ἀκτινοβολίας τοῦ λέζερ καὶ ἀτομικῶν (ἢ μοριακῶν) κβαντικῶν μεταβάσεων, ἐκ τῶν ὁποίων προκύπτουν γραμμαὶ Doppler καὶ λέγεται διὰ τοῦτο «μὴ γραμμικὴ φασμοσκοπία διὰ λέζερ» Ἡ διερεύνησις τῶν φαινομένων αὐτῶν ὠδήγησεν εἰς τὴν διαμόρφωσιν νέων μεθόδων φασματικῆς ἐρεύνης, αἱ ὁποῖαι δύνανται νὰ ὑπαχθοῦν εἰς τὰς ἐξῆς δύο βασικὰς κατηγορίας, ἐκάστη τῶν ὁποίων περιλαμβάνει διαφόρους πειραματικὰς διατάξεις:

1. Φασματοσκοπία κόρου
2. Φασματοσκοπία διὰ δύο ἢ περισσοτέρων φωτονίων

*Ἀρχὴ τῆς φασματοσκοπίας κόρου*

*Ἀντίδρασις ἐπιπέδου μονοχρωματικοῦ κύματος μὲ κβαντικὴν μετάβασιν παρουσιάζουσαν διαπλάτυνσιν Doppler*

α. Προχωροῦν κύμα. Θεωρήσωμεν τὴν ἰδανικὴν περίπτωσιν ἐπιπέδου προχωροῦντος φωτεινοῦ κύματος ἀπολύτως μονοχρωματικοῦ, διαδιδομένου ἐντὸς ἀερίου τοῦ ὁποίου αἱ φασματικαὶ γραμμαὶ παρουσιάζουν διαπλάτυνσιν Doppler. Ἐστω  $\nu$  ἡ συχνότης τοῦ κύματος καὶ  $\omega_0$  ἡ κυρία συχνότης (ἢ

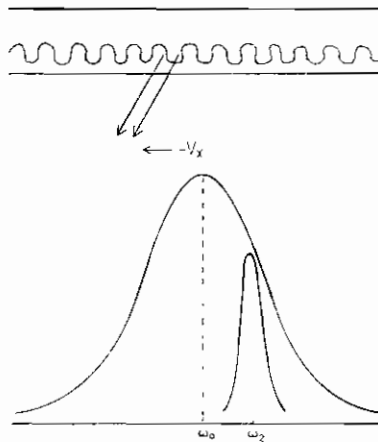


Σχ. 5α

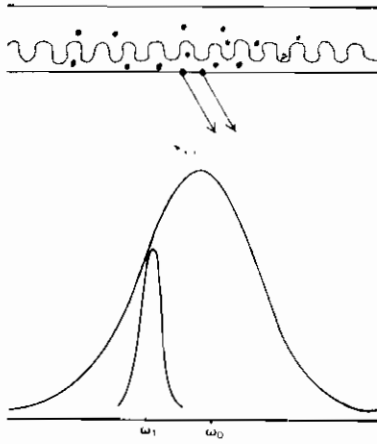
ὀριζομένη ὑπὸ τῆς κβαντικῆς συνθήκης  $h\omega_0 = E_n - E_m$ ) μιᾶς κβαντικῆς μεταβάσεως ἀτόμων τοῦ ἀερίου μεταξὺ τῶν δύο σταθμῶν ἐνεργείας  $E_n$ ,  $E_m$ . Τὸ κῦμα θὰ ἀντιδράσῃ μὲ τὴν μετάβασιν ὅταν αἱ συχνότητες τῶν συντονίζονται, ἐπομένως ὅταν ἡ συχνότης  $\nu$  τοῦ κύματος περιλαμβάνεται ἐντὸς τῆς περιοχῆς συχνότητων τῆς γραμμῆς Doppler, ἡ ὁποία προκύπτει ἐκ τῆς μεταβάσεως. Ἄν εἶναι  $\nu = \omega_0$ , ἄν δηλ. ἡ συχνότης τοῦ κύματος συμπίπτει ἀκριβῶς μὲ τὸ κέντρον τῆς γραμμῆς Doppler, τὸ κῦμα θὰ ἀντιδράσῃ μόνον μὲ ἄτομα τῶν ὁποίων ἡ μέση ταχύτης τῆς θερμικῆς κινήσεως εἶναι σχεδὸν κάθετος ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεώς του (σχ. 5α). «Σχεδὸν» λόγῳ κυρίως τοῦ φυσικοῦ πλάτους ἀλλὰ καὶ ἄλλων δευτερευόντων αἰτίων ἀσθενοῦς διαπλατύνσεως. Ἐὰν εἶναι  $\nu = \omega_0$  ἡ ἀντίδρασις θὰ γίνῃ μὲ ἔτομα τῶν ὁποίων ἡ συνιστώσα  $v_x$  τῆς μέσης θερμικῆς ταχύτητος κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τοῦ κύματος εἶναι ἱκανὴ νὰ μεταφέρῃ διὰ τοῦ φαινομένου Doppler τὴν κυρίαν συχνότητα  $\omega_0$  τῆς γραμμῆς πλησίον τῆς  $\nu$  κατὰ προσέγγισιν τοῦ φυσικοῦ πλάτους  $\gamma$ , ἄρα μὲ ἄτομα τῶν ὁποίων αἱ προβολαὶ τῶν ταχυτήτων κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κύματος πληροῦν τὴν συνθήκην:

$$\left| \omega_0 \left( 1 \pm \frac{v_x}{c} \right) - \nu \right| \leq \gamma \quad (\text{σχ. 5β, 5γ})$$

Ἐπομένως τὸ κῦμα θὰ ἀντιδράσῃ ἐκλεκτικῶς μὲ περιορισμένην ὁμάδα ἀτόμων, τῶν ὁποίων αἱ προβολαὶ τῶν θερμικῶν ταχυτήτων κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεώς του περιλαμβάνονται ἐντὸς τῆς στενῆς περιοχῆς:



Σχ. 5β



Σχ. 5γ

$$\left| \delta v_x \right| = \frac{\gamma}{K} \quad \delta\text{που} \quad K = \frac{\omega_0}{c} \quad 5$$

τὸ κέντρον τῆς ὁποίας ὀρίζεται ἐκ τῆς σχέσεως:

$$\omega_0 \left( 1 \pm \frac{v_x}{c} \right) = \nu \quad 6$$

καὶ ἀφορᾷ ἄτομα διὰ τὰ ὁποῖα εἶναι:

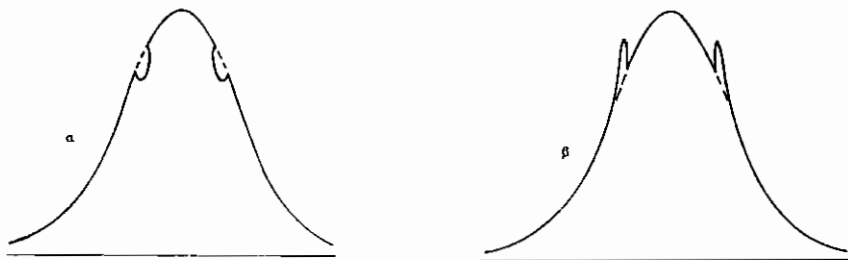
$$\left| v_x \right| = \frac{\nu - \omega_0}{K} \quad 7$$

**β. Στάσιμον κῦμα.** Τὸ στάσιμον μονοχρωματικὸν κῦμα δύναται νὰ θεωρηθῆ ὡς σύνθετον ἐκ δύο ἀντιθέτως προχωρούντων κυμάτων τῆς αὐτῆς συχνότητος. Τὰ δύο αὐτὰ κύματα διαδιδόμενα ἐντὸς ἀερίων θὰ ἀντιδράσουν συντονιστικῶς μὲ δύο ὁμάδας ἀτόμων (μορίων) τῶν ὁποίων αἱ προβολαὶ τῶν μοριακῶν ταχυτήτων κατὰ τὰς διευθύνσεις τῶν διαδόσεων των εἶναι ἴσαι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν, ἀλλ' ἀντιθέτου φορᾶς. Ἐὰν ἡ συχνότης  $\nu$  τοῦ κύματος συμπίπτει μὲ τὴν κυρίαν συχνότητα  $\omega_0$  φασματικῆς γραμμῆς (ἀκριβῶς ἐὰν εἶναι  $\nu - \omega_0 \leq \gamma$ ), αἱ δύο ὁμάδες συγχωνεύονται εἰς μίαν, περιλαμβάνου-

σαν όλα τὰ μόρια τῶν ὁποίων αἱ θερμικαὶ ταχύτητες εἶναι οὐσιωδῶς κάθετοι ἐπὶ τὸν ἄξονα διαδόσεως τοῦ κύματος, ἀνεξαρτήτως τῆς ἀπολύτου τιμῆς αὐτοῦ.

Ἐκ τῆς ἐκλεκτικῆς ἀντιδράσεως τοῦ κύματος με ἄτομα περιορισμένης περιοχῆς ταχυτήτων ἐπέρχεται ἀλλοίωσις τῆς φυσικῆς κατανομῆς τῶν μοριακῶν ταχυτήτων εἰς τὰς στάθμας ἐνεργείας μιᾶς κβαντικῆς μεταβάσεως. Ἐὰν τὰ μόρια τοῦ ἀερίου εἶναι διηγερομένα, ἂν δηλ. τὸ ἀέριον εὑρίσκειται εἰς κατάστασιν ἐκπομπῆς, τὸ κύμα θὰ ἀποδιεγείρη δι' ἐξηναγκασμένης ἐκπομπῆς τὰ μόρια με τὰ ὁποῖα ἀντιδρᾷ. Κατὰ συνέπειαν θὰ ἐλαττωθῇ τὸ πλῆθος τῶν μορίων ὠρισμένης, στενῆς περιοχῆς ἄξονικῶν ταχυτήτων, τῆς ἀνωτέρας στάθμης ἐνεργείας καὶ θὰ ἀυξηθῇ ἀντιστοίχως τὸ πλῆθος τῶν μορίων τῆς αὐτῆς περιοχῆς ταχυτήτων τῆς κατωτέρας στάθμης. Ὡς ἐκ τούτου αἱ καμπύλαι φυσικῆς κατανομῆς τῶν μοριακῶν ταχυτήτων θὰ παραμορφωθοῦν. Ὅταν τὸ κύμα εἶναι στάσιμον εἰς μὲν τὴν ἀνωτέραν στάθμην θὰ ἐμφανισθοῦν δύο στενὰ βυθίσματα, ἀποκαλούμενα συνήθως «ὀπαί», συμμετρικῶς ἐκατέρωθεν τῆς κορυφῆς τῆς καμπύλης (σχ. 6α), εἰς δὲ τὴν κατωτέραν δύο στεναὶ αἰχμαὶ εἰς τὴν αὐτὴν περιοχὴν ταχυτήτων (σχ. 6β). Τὸ μέσον τῶν παραμορφώσεων ἀντιστοιχεῖ εἰς τιμὴν τῆς μοριακῆς ταχύτητος ἱκανοποιούσαν τὴν σχέσιν  $\omega_0 = v \pm K\nu_x$  (ἐξ. 5 καὶ 6), ὅπου  $\omega_0$  εἶναι κβαντικὴ συχνότης τῆς γραμμῆς ἢ ὁποῖα ἐκπέμπεται ἐκ τῆς μεταβάσεως τῶν μορίων ἐκ τῆς ἀνωτέρας εἰς τὴν κατωτέραν στάθμην καὶ  $\nu$  ἡ συχνότης τοῦ στασίμου κύματος. Ἐὰν εἶναι  $\nu = \omega_0$  αἱ δύο παραμορφώσεις θὰ συμπέσουν εἰς τὴν κορυφὴν τῆς καμπύλης. Εἰς τὴν περίπτωσιν προχωροῦντος κύματος θὰ ἐμφανισθῇ μία μόνον παραμόρφωσις δεξιὰ ἢ ἀριστερὰ (τοῦτο ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φορᾶς τοῦ κύματος) τοῦ μέσου τῆς καμπύλης φυσικῆς κατανομῆς.

Ἐὰν τὰ μόρια τοῦ ἀερίου δὲν εἶναι διηγερομένα, ἂν δηλαδὴ τὸ ἀέριον εὑρίσκειται εἰς κατάστασιν ἀπορροφῆσεως, τὸ κύμα θὰ προκαλέσῃ ἐκλεκτικὴν διέγερσιν τῶν μορίων ὠρισμένης στενῆς περιοχῆς ἄξονικῶν ταχυτήτων με τὰ ὁποῖα συντονίζεται. Ἐπομένως τὸ πλῆθος τῶν μορίων τῆς περιοχῆς

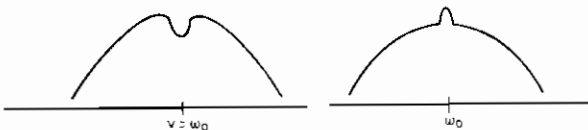


Σχ. 6

αὐτῆς θὰ ἐλάττωθῆ εἰς τὴν κατωτέραν στάθμην ἐνεργείας καὶ θὰ αὐξηθῆ ἀντιστοίχως εἰς τὴν ἀνωτέραν (σχ. 6β). Φυσικὴ συνέπεια τῆς ἀλλοιώσεως τῆς φυσικῆς κατανομῆς τοῦ πληθυσμοῦ τῶν μορίων εἰς τὰς στάθμας ἐνεργείας μιᾶς μεταβάσεως ἐκ τῆς ὁποίας προκύπτει γραμμὴ Doppler, εἶναι ἡ ἀλλοίωσις τῆς κατανομῆς τῆς ἐντάσεως αὐτῆς. Εἰς ἐκπέμπον ἀέριον ἢ ἐκλεκτικῆ ἐλάττωσις τοῦ πλήθους τῶν μορίων τῆς ἀνωτέρας στάθμης θὰ ἐπιφέρῃ ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τῆς ἐκπεμπομένης φασματικῆς γραμμῆς εἰς ὠρισμένην, στενὴν περιοχὴν συχνότητων, ἢ δὲ ἐκλεκτικῆ αὐξήσις τοῦ πλήθους τῶν μορίων τῆς ἀνωτέρας στάθμης εἰς ἀπορροφοῦν ἀέριον θὰ ἐπιφέρῃ ἐλάττωσιν τῆς ἀπορροφήσεως εἰς στενὴν περιοχὴν συχνότητων. Εἰς τὴν καμπύλην ἢ ὁποία παριστᾷ τὴν ἐντάσιν τῆς γραμμῆς συναρτήσῃ τῆς συχνότητος θὰ σχηματισθοῦν δύο στενὰ βυθίσματα (ὄπαι) συμμετρικῶς ὡς πρὸς τὴν κορυφὴν εἰς τὴν περίπτωσιν ἐκπομπῆς καὶ δύο στεναὶ αἰχμαὶ ἀντιστοίχως εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ἀπορροφήσεως. Ἐὰν ἡ συχνότης τοῦ κύματος συμπίπτει μὲ τὴν κυρίαν συχνότητα τῆς γραμμῆς Doppler (τὴν κβαντικὴν συχνότητα), αἱ δύο παραμορφώσεις θὰ συμπέσουν εἰς τὴν κορυφὴν τῆς καμπύλης.

Τὸ πλάτος τῶν παραμορφώσεων εἶναι τὸ «ὁμογενές» πλάτος (βλ. σελ. 6) τὸ ὁποῖον εἶναι κυρίως τὸ φυσικὸν πλάτος, ἐλαφρῶς ἠϋξημένον ὡς ἐκ τῶν κρούσεων τῶν μορίων μεταξὺ των καὶ μὲ τὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὐρίσκεται τὸ ἀέριον. Ἐπειδὴ δὲ τὸ ὁμογενές πλάτος εἶναι δυνατόν νὰ εἶναι κατὰ πολλὰς τάξεις μεγέθους μικρότερον τοῦ πλάτους Doppler, ἢ θέσις τῆς κεντρικῆς αὐτῆς παραμορφώσεως, ἢ ὁποία δίδει τὴν κυρίαν συχνότητα τῆς φασματικῆς γραμμῆς, εἶναι δυνατόν νὰ προσδιορισθῆ μὲ μεγάλην ἀκρίβειαν.

Διὰ τὴν πραγματοποιήσιν τῶν ἀνωτέρω ἀπαιτοῦνται αἱ ἐξῆς ιδιότητες τοῦ ἐπιδρώοντος κύματος: σταθερὰ μονοχρωματικότης, τουτέστιν ὑψηλὴ χρονικὴ συμφωνία, ἥτοι σταθερότης τῆς συχνότητος ἐπὶ ἀρκετὸν χρονικὸν διάστημα, ὑψηλὴ κατευθυντικότης, ἥτοι ὑψηλὴ τοπικὴ συμφωνία, ὄχι καμπυλότης καὶ ἀρκετὰ ὑψηλὴ ἐντάσις διὰ νὰ εἶναι τὸ κύμα ἱκανὸν νὰ μεταφέρῃ μέγαν ἀριθμὸν μορίων ἀπὸ τῆς μιᾶς στάθμης ἐνεργείας εἰς τὴν ἄλλην μέχρι σχεδὸν τῆς ἐξισώσεως τοῦ πληθυσμοῦ εἰς τὰς δύο στάθμας, ὥστε νὰ προκαλέσῃ ἐντόνους παραμορφώσεις. Ὅταν ἐξισωθῆ ὁ πληθυσμὸς εἰς τὰς δύο στάθμας



Σχ. 7, 8

ή μετάβασις λέγεται «κορεσμένη», έξ οὐ και ή όνομασία «φασματοσκοπία κόρου».

Τάς ιδιότητας αυτές έχει εις μέγáλον βαθμόν τó κύμα τού λάζερ. Είναι στάσιμον κύμα, ύψηλῆς τοπικῆς και χρονικῆς συμφωνίας και άρκετά μεγάλῆς ισχύος, ώστε νά κορέση τήν μετάβασιν μέ τήν όποίαν άντιδρά.

### *Βύθισμα Lamb.*

Η πρώτη διαπίστωσις τῆς άλληλεπιδράσεως φωτεινοῦ κύματος και κβαντικῆς μεταβάσεως έγινεν εις τήν έκπομπήν τού πρώτου κατασκευασθέντος λάζερ He - Ne, λειτουργοῦντος διά μίγματος τών άερίων He και Ne, τού όποίου αί γραμμαι παρουσίαζον διαπλάτουνσιν Doppler.

Όταν ή ιδιοσυχνότης τού άντηχείου τού λάζερ, μεταβαλλομένη δι' έλαφρᾶς μετατοπίσεως τών κατόπτρων του, συνέπιπτε μέ τήν κυρίαν συχνότητα τῆς ένισχυομένης διά τῆς δράσεως λάζερ γραμμῆς  $\lambda = 1,15\mu\text{m}$  τού  $^{20}\text{Ne}$ , παρατηρεῖτο έλάττωσις τῆς έξερχομένης ισχύος<sup>10,11</sup> (σχ. 7). Τό φαινόμενον τούτο τó όποιον ώδήγησεν εις τήν φασματοσκοπιάν κόρου έμελετήθη πλήρως ύπό τού Lamb<sup>12</sup> εις τήν θεωρίαν του περι τῆς λειτουργίας τών δι' άερίων λάζερ και ώνομάσθη «βύθισμα Lamb». Ἐς σημειωθῆ έδῶ ότι ή πλήρης θεωρητική διερεύνησις τών φαινομένων τῆς άλληλεπιδράσεως κύματος και κβαντικῆς μεταβάσεως μέ διαπλάτουνσιν Doppler εις τήν γενικήν περίπτωσιν αύθαιρέτων τιμῶν τού βαθμού κόρου τῆς μεταβάσεως, τών σταθερῶν άποσβέσεως τών σταθμῶν ένεργείας και τών συχνοτήτων τού κύματος και τών φασματικῶν γραμμῶν, είναι δυνατή μόνον μέ ήλεκτρονικόν ύπολογιστήν. Ἀναλυτικά λύσεις μέ προσεγγιστικάς μεθόδους είναι δυνατάί μόνον εις τινας άπλάς περιπτώσεις.

Τό βύθισμα Lamb είναι βαθύτερον και στενώτερον εις λάζερ μεγάλῆς ισχύος, εις λάζερ δέ μέ άέριον ύπό μικράν πίεσιν τó πλάτος τού βυθίσματος είναι τó μικρόν όμογενές πλάτος. Ὡς έκ τούτου ή θέσις του προσδιορίζει μέ ακρίβειαν τήν συχνότητα τῆς φασματικῆς γραμμῆς μέ τήν όποίαν συντονίζεται ή συχνότης τού κύματος τού λάζερ. Ἐάν τó άέριον εις λάζερ ρυθμιζόμενης συχνότητος είναι μίγμα δύο ίσοτόπων, είναι δυνατόν διά ρυθμίσεως τῆς ιδιοσυχνότητος τού άντηχείου νά συμπέση ή έκπομπή τού λάζερ διαδοχικῶς μέ τήν κυρίαν συχνότητα τού ένόσ η τού άλλου ίσοτόπου και νά μετρηθῆ οὕτως ή μεταξὺ τών δύο διαφορά, ή καλουμένη «ίσοτοπική μετατόπισις», ή πρώτη δέ έφαρμογή τού βυθίσματος Lamb ήτο ό ακριβῆς προσδιορισμός τῆς μικρᾶς ίσοτοπικῆς μετατοπίσεως τών γραμμῶν τών ίσοτόπων τού  $\text{Ne}^{13}$  και μεταγενεστέρως τού  $\text{Xe}^{13}$ .

Τό άντίστροφον φαινόμενον, δηλαδή αίχμη άντι βυθίσματος εις τήν κεν-

τρικὴν συχνότητα τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ λάζερ, παρατηρεῖται ὅταν τὸ κύμα διαδίδεται ἐντὸς ἀερίου ὑπὸ μικρὰν πίεσιν, εὐρισκομένου εἰς κατὰστασιν ἀπορροφήσεως (σχ. 8). Ἡ αἰχμὴ σημαίνει οὐσιωδῶς ἐλάττωσιν τῆς ἀπορροφήσεως τῆς ἀκτινοβολίας λάζερ ὑπὸ τοῦ ἀερίου εἰς στενὴν περιοχὴν συχνότητων, ὀφειλομένην εἰς τὴν ἐκλεκτικὴν διέγερσιν τῶν μορίων τοῦ ἀερίου μὲ τὰ ὁποῖα συντονίζεται ἡ κεντρικὴ συχνότης τῆς ἀκτινοβολίας λάζερ διὰ ρυθμίσεως τοῦ ἀντηχείου.

Τὸ ἀντίστροφον φαινόμενον Lamb παρατηρήθη διὰ πρώτην φοράν εἰς τὴν ἐκπομπὴν λάζερ He - Ne ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὐρίσκετο κυψελὶς μὲ Ne ὑπὸ μικρὰν πίεσιν<sup>14</sup>. Εἰς τὴν φασματοσκοπικὴν ἔρευναν ἐφαρμόζεται κυρίως τὸ ἀντίστροφον φαινόμενον Lamb διότι δι' αὐτοῦ ἐπιτυγχάνεται στενώτερος συντονισμός. Πράγματι τὸ πλάτος τοῦ βυθίσματος εἰς γραμμὴν ἀπορροφήσεως, ἄρα καὶ τῆς αἰχμῆς εἰς τὴν ἔντασιν τῆς δέσμης λάζερ ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ ἀπορροφοῦντος ἀερίου, εἶναι δυνατὸν νὰ γίνῃ κατὰ  $10^2$  ἕως  $10^3$  φοράς μικρότερον τοῦ βυθίσματος τῆς γραμμῆς ἐκπομπῆς. Τοῦτο διότι ἡ ἀπορρόφησης εἶναι δυνατὸν νὰ γίνῃ ἀπὸ τὴν βασικὴν στάθμην, ἢ ἀπὸ γειτονικὴν τῆς, εἰς ἀνωτέραν στάθμην μακροῦ χρόνου ζωῆς καὶ νὰ δώσῃ ἐπομένως γραμμὴν μικροῦ πλάτους, συμφώνως πρὸς τὴν σχέσιν ἀπροσδιοριστίας  $\Delta\nu \Delta t \simeq 1$ . Ἐπὶ πλέον, ὡς ἐκ τοῦ μεγάλου ἀριθμοῦ τῶν ἀτόμων τῆς βασικῆς στάθμης, ἡ ἀπορρόφησης εἶναι ἰσχυρὰ ἀκόμη καὶ ὅταν τὸ ἀέριον λαμβάνεται ὑπὸ πολλῶν μικρὰν πίεσιν. Τοῦτο ἀφ' ἑνὸς εὐνοεῖ τὴν ἀποφυγὴν διαπλατύνσεως τῶν γραμμῶν ἐκ τῶν μοριακῶν κρούσεων καὶ καθιστᾷ ἐξ ἄλλου δυνατὴν τὴν ἔρευναν μὲ πολλὴν μικρὰν ποσότητα τοῦ ὑλικοῦ, δυνατότητα σημαντικὴν διὰ σπανίας οὐσίας.

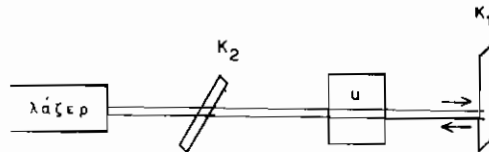
Τὸ ἀντίστροφον φαινόμενον Lamb ἤρχισεν εὐθὺς μετὰ τὴν πρώτην παρατήρησίν του νὰ ἐφαρμόζεται εἰς φασματοσκοπίαν ὑψηλῆς διακριτικῆς ἰκανότητος μὲ μεγάλην ἐπιτυχίαν, περιωρίζετο ὅμως ἀρχικῶς κατ' ἀνάγκην εἰς τὴν ἔρευναν τῶν φασμάτων ἀτόμων τῶν ὁποίων αἱ συχνότητες συνέβαινε νὰ συμπίπτουν μὲ τὴν συχνότητα τῶν γνωστῶν τότε, μὴ ρυθμιζομένης συχνότητος, λάζερ ἀερίων. Μὲ τὴν εὐρεσίαν τῶν λάζερ βαφῆς, τῶν ὁποίων εἶναι δυνατὴ ἡ ρύθμισις τῆς συχνότητος, διηυρύνθησαν αἱ δυνατότητες ἐρεύνης καὶ παρήχθησαν ἐξαιρετικῶς λεπταὶ γραμμαὶ συντονισμοῦ.

Αἱ πειραματικαὶ συνθῆκαι εἶναι εὐνοϊκώτεραι ὅταν ἡ κυψελὶς μὲ τὸ ἀέριον εὐρίσκεται ἐκτὸς τοῦ λάζερ, διότι οὕτως εἶναι δυνατὴ ἡ λήψις τοῦ ἀερίου ὑπὸ διατόρους πιέσεις, ἀποφεύγεται δὲ ἐξ ἄλλου ἡ ἐπίδρασις τῆς κορεσμένης ἀπορροφήσεως ἐπὶ τῆς ἐκπομπῆς τοῦ λάζερ.

### *Μέθοδος Bordé.*

Πολὴ ἀπλὴ καὶ ἐξαιρετικῶς εὐαίσθητος μέθοδος διὰ τῆς ὁποίας παρε-

τηρήθησαν δια πρώτην φοράν μὴ γραμμικοὶ στενοὶ συντονισμοὶ εἰς γραμμὰς μὲ διαπλάτυνσιν Doppler εἶναι ἡ μέθοδος Bordé<sup>15,16</sup>. Εἰς τὴν μέθοδον Bordé χρησιμοποιοῦνται δύο κατ' ἀντίθετον φοράν προχωροῦντα κύματα, ἐν ἰσχυρὸν καὶ ἐν ἀσθενές, τῆς αὐτῆς συχνότητος, περιλαμβανομένης εἰς τὸ φάσμα τοῦ ἐξεταζομένου αἰρίου. Τὸ ἰσχυρὸν κύμα διεγείρει τὰ μόρια τοῦ αἰρίου, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν δυνατότητα συντονισμοῦ μὲ αὐτό, (ἔχουν δηλ. τὴν δυνατότητα ἐκπομπῆς τῆς αὐτῆς συχνότητος) μέχρι κορεσμοῦ τῆς ἀνωτέρας στάθμης, ἐλαττώνει ἐπομένως ἰσχυρῶς τὴν ἀπορροφητικὴν ἱκανότητα τοῦ αἰρίου εἰς ὠρισμένην, στενὴν περιοχὴν, συχνότητων. Τὸ ἀσθενές κύμα, καλούμενον κύμα ἐλέγχου, ἐλέγχει τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἰσχυροῦ, ὑφιστάμενον εἰς τὴν περιοχὴν αὐτὴν τῶν συχνότητων ἀσθενῆ ἀπορρόφησιν. Ὄταν ἡ συχνότης τοῦ ἰσχυροῦ κύματος συμπέσῃ μὲ τὴν κυρίαν συχνότητα  $\omega$  γραμμῆς Doppler τοῦ αἰρίου, ἡ ἀπορρόφησις του εἰς τὴν συχνότητα αὐτὴν θὰ γίνῃ ἐλαχίστη καὶ ἡ καμπύλη τῆς ἐντάσεως τοῦ κύματος ἐλέγχου συναρτήσῃ τῆς συχνότητος θὰ παρουσιάσῃ εἰς  $\omega$  λίαν στενὴν αἰχμὴν ἐκ τῆς ὁποίας προσδιορίζεται ἀκριβῶς ἡ κυρία συχνότης τῆς γραμμῆς.



Σχ. 9

Τὴν πειραματικὴν διάταξιν τῆς μεθόδου Bordé παριστᾷ τὸ σχῆμα 9. Τὸ ἰσχυρὸν κύμα προέρχεται κατ' εὐθείαν ἀπὸ τὸ λάζερ, τὸ δὲ ἀσθενές κύμα ἐλέγχου λαμβάνεται ἀπὸ τὴν δέσμην τοῦ λάζερ μετὰ τὴν ἐξόδον τῆς ἀπὸ τὴν κυψελίδα  $u$  μὲ τὸ αἶριον, δι' ἀποχωρισμοῦ ἀσθενοῦς δέσμης, ἡ ὁποία ἀφοῦ ἀνακλασθῇ ἐπὶ τοῦ κατόπτρου  $K_1$  διέρχεται πάλιν διὰ τοῦ αἰρίου κατ' ἀντίθετον φοράν καὶ ἀνακλωμένη εἰς τὸ κάτοπτρον  $K_2$  εἰσέρχεται εἰς τὸν φωρατὴν π.χ. εἰς συμβολόμετρον Fabry - Perot.

Ἡ μέθοδος Bordé ἐφαρμόζεται ἀκόμη πολλαπλῶς μὲ μεγάλην ἐπιτυχίαν εἰς τὴν μοριακὴν φασματοσκοπίαν. Φασματικὴ γραμμὴ Doppler, περιλαμβανούσα ἐντὸς τοῦ πλάτους τῆς πολλὰς γειτονικὰς συνιστώσας αἱ ὁποῖαι δὲν διαχωρίζονται διὰ τῶν μεθόδων τῆς συμβατικῆς φασματοσκοπίας, ἐμφανίζεται εἰς τὴν διάταξιν Bordé ὡς σύνολον διαχωρισμένων γραμμῶν, πλάτους ὀλίγων MHz ἐκάστη τῶν ὁποίων εὐρίσκεται εἰς τὸ κέντρον ἐκάστης διαπλάτυσμένης ἐκ τοῦ φαινομένου Doppler, συνιστώσας. Νεώτεροι ἔρευναι τῶν Hall καὶ Bordé εἰς τὸ μεθάνιον ἀπεκάλυψαν πλὴν τῆς ὑπερλεπτῆς μοριακῆς



διασπάσεως και διάσπασιν όφειλομένην εις τόν άνατροχισμόν τών μορίων κατά την άπορρόφησιν ή την έκπομπήν ύπερύθρων φωτονίων. Η διακριτική ικανότης εις τās έργασίας αυτές έφθασεν εις  $5 \times 10^{10}$ .

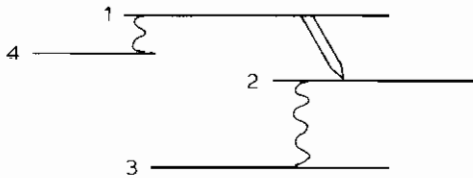
### Φασματοσκοπία συνεζευγμένων μεταβάσεων (T.L.S)

Μειονέκτημα τών μεθόδων εις τās όποιās έφαρμόζεται τó βύθισμα Lamb είναι ή ανάγκη ισχυρού συντελεστού ένισχύσεως (ή άπορροφήσεως) τής κβαντικής μεταβάσεως ή όποιά άντιδρά με τó κύμα του λάζερ, διά νά επέλθη άνιχνεύσιμος ένισχυσις ή άπορρόφησις αυτού. Ός εκ τούτου δέν είναι έφαρμόσιμος εις άέρια ύπό μικράς πίεσις, συνθήκην έν τούτοις άπαραίτητον διά την άποφυγήν τής διαπλατύσεως τών γραμμών εκ τών μοριακών κρούσεων.

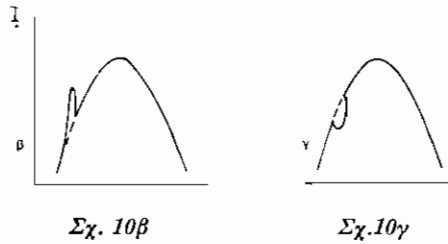
Άπό τó μειονέκτημα τούτο είναι άπηλλαγμένοι μέθοδοι τής φασματοσκοπίας κόρου βασιζόμεναι επί τής έκλεκτικής μεταβολής του πληθυσμού τών σταθμών ένεργείας μίας κβαντικής μεταβάσεως, διά τής άντιδράσεως αυτής με τó ισχυρόν πεδίον του λάζερ (σελ. 15). Μία τοιαύτη μεταβολή είναι δυνατόν νά όδηγήση κατά διαφόρους τρόπους, εις σημαντικήν στένωσιν γραμμών Doppler, εις «πολύ στενοús φασματικούς συντονισμούς», κατά τόν καθιερωθέντα όρον.

Έστω π.χ. ότι ή κατωτέρα στάθμη 2 τής κορεσθείσης διά λάζερ μεταβάσεως  $1 \rightarrow 2$  (σχ. 10α) είναι συγχρόνως ή άνωτέρα στάθμη αυτόματου μεταβάσεως πρós τρίτην κατωτέραν στάθμην 3.

Η αυτόματος έκπομπή  $2 \rightarrow 3$  παρατηρούμένη κατά τόν άξονα τής δέσμης λάζερ θά παρουσιάση επί του ύποβάθρου τής γραμμής Doppler λίαν στενήν πολύ φωτεινότεραν περιοχήν, ως εκ του έμπλουτισμού τής στάθμης 2 διά πλήθους ατόμων στενής περιοχής άξονικών θερμικών ταχυτήτων. Αντιθέτως δέ αυτόματος γραμμή προκύπτουσα εκ τής μεταβάσεως  $1 \rightarrow 4$  θά παρουσιάση ισχυράν μείωσιν τής έντάσεώς της εις λίαν στενήν περιοχήν ως εκ τής ισχυράς έκλεκτικής έλαττώσεως του πληθυσμού τών ατόμων τής στάθμης 1. Είς την καμπύλην έντάσεως τής γραμμής  $2 \rightarrow 3$  θά σημειωθῆ στενή αιχμή (σχ. 10β), ένω εις την καμπύλην έντάσεως τής  $1 \rightarrow 4$  στενόν βύθισμα (σχ.



Σχ. 10α



Σχ. 10β

Σχ. 10γ

10γ) εις τὴν αὐτὴν περιοχὴν συχνοτήτων. Τὰ πλάτη τῶν παραμορφώσεων αὐτῶν εἶναι τῆς τάξεως μεγέθους τοῦ φυσικοῦ πλάτους τῶν γραμμῶν, ὥστε ἕάν, διὰ ρυθμίσεως τῆς συχνότητος τοῦ λάζερ, αἱ παραμορφώσεις συμπέσουν μὲ τὰς κεντρικὰς συχνότητας τῶν γραμμῶν 2→3 ἢ 1→4 δίδουν τὴν δυνατότητα τοῦ ἀκριβοῦς προσδιορισμοῦ αὐτῶν. Ἐξ ἄλλου ἡ στένωσις τῶν γραμμῶν ἐπιτρέπει τὸν σαφῆ διαχωρισμὸν ἐνδεχομένως ὑπαρχουσῶν λίαν γειτονικῶν γραμμῶν, ὡς π.χ. εἰς τὰς περιπτώσεις στοιχείου - μίγματος ἰσοτόπων ἢ γραμμῶν μὲ λεπτὴν καὶ ὑπερλεπτὴν δομὴν. Τὸ σύστημα τῶν τριῶν σταθμῶν τοῦ σχ. 10α λέγεται «σχηματισμὸς καταρράκτου» καὶ ἀποτελεῖ μερικὴν περίπτωσιν δύο μεταβάσεων συνεζευγμένων διὰ κοινῆς στάθμης. Ἄλλοι δυνατοὶ σχηματισμοὶ εἶναι οἱ «πτυχωτοὶ» μὲ κοινὴν τὴν κατωτέραν (σχ. 11α) ἢ τὴν ἀνωτέραν (σχ. 11β) στάθμην.

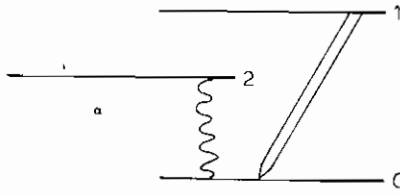
Τὴν αὐτὴν ἐπίδρασιν ἔχει τὸ πεδίου τοῦ λάζερ καὶ ἐπὶ ἐξηναγκασμένων συνεζευγμένων μεταβάσεων, διεγειρομένων δι' ἀσθενοῦς μονοχρωματικοῦ κύματος τῆς αὐτῆς διευθύνσεως πρὸς τὸ κύμα τοῦ λάζερ. Ἐπομένως ἔχει εὐρὺ πεδίου ἐφαρμογῆς εἰς αὐτομάτους καὶ ἐξηναγκασμένας μεταβάσεις.

Ἡ φασματοσκοπικὴ ἔρευνα συνεζευγμένων μεταβάσεων λέγεται φασματοσκοπία διὰ συστήματος τριῶν σταθμῶν καὶ συμβολίζεται διὰ τῶν γραμμάτων T.L.S., ἀρχικῶν τῶν λέξεων Three Levels System, εἰδικῶς δὲ εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ἐρέυνης ἐξηναγκασμένων μεταβάσεων λέγεται μέθοδος διὰ δύο πεδίων ἢ φασματοσκοπία διπλοῦ συντονισμοῦ.

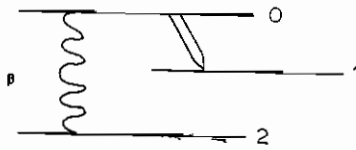
Ἡ φασματοσκοπία T.L.S ἐφαρμόζεται ἀπὸ ἐτῶν εἰς τὰς περιοχὰς τῶν ραδιοκυμάτων καὶ τῶν μικροκυμάτων εἰς τὰς ὁποίας ἔγιναν αἱ πρῶται πειραματικαὶ ἔρευναι τῆς ὑπερλεπτῆς δομῆς μοριακῶν φασμάτων περιστροφῆς, ἐνῶ εἰς τὴν ὀπτικὴν καὶ τὴν ὑπέρυθρον περιοχὴν κατέστη δυνατόν νὰ ἐφαρμοσθῇ μόνον μετὰ τὴν ἐμφάνισιν τοῦ λάζερ.

Διὰ τῆς μεθόδου TLS προέκυψαν νέα φαινόμενα μεγάλου ἐνδιαφέροντος δι' ἔρευναν λίαν ὑψηλῆς διακριτικῆς ἰκανότητος.

Αἱ μέθοδοι πειραματικῆς ἐρέυνης εἰς συστήματα TLS δύνανται νὰ καταταγοῦν εἰς τὰς ἐξῆς τρεῖς ὁμάδας:



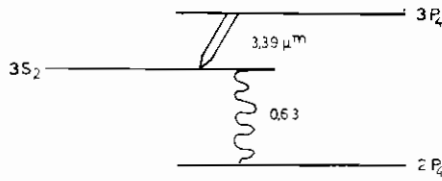
Σχ. 11α



Σχ. 11β

α. *Εξέτασις αὐτομάτου γραμμῆς ἀερίου παρουσία ἰσχυροῦ ἐξωτερικοῦ φωτεινοῦ πεδίου, ἰσχυρᾶς δέσμης λέζερ.* Ἡ ἀπλουστέρα περίπτωση εἶναι ἡ τῆς αὐτομάτου συνεζευγμένης, ἐξερχομένης ἐξ αὐτοῦ τούτου τοῦ λέζερ. Κατάλληλος ἤθμος ἐπιτρέπει τὴν εἴσοδον εἰς τὸν φωρατὴν μόνον τῆς αὐτομάτου. Ἡ πρώτη παρατήρησις λεπτιῆς δομῆς εἰς αὐτόματον γραμμὴν συνεζευγμένης μεταβάσεως ἐγένετο ὑπὸ τῶν Bennet, Chebotayev καὶ τῶν συνεργατῶν των<sup>18</sup> εἰς τὴν γραμμὴν  $3S_2 \rightarrow 2P_4$  ( $\lambda = 0,63\mu\text{m}$ ) τοῦ  $^{21}\text{Ne}$ , συνεζευγμένην μὲ τὴν  $3S \rightarrow 3P$  ( $\lambda = 3,39\mu\text{m}$ ) τοῦ λέζερ He - Ne (σχ. 12). Τὴν πρώτην παρατήρησιν ἐπηκολούθησε πλῆθος θεωρητικῶν καὶ πειραματικῶν ἐργασιῶν, εἰς τὰς ὁποίας διεχωρίσθησαν γραμμαὶ προερχόμεναι ἀπὸ στάθμας ἐνεργείας σχεδὸν ἀλληλοκαλυπτομένας, ἀνελύθησαν αἱ λεπταὶ καὶ ὑπερλεπταὶ συνιστώσαι αὐτῶν<sup>19</sup> ἐξητάσθησαν ἐπιδράσεις ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν πεδίων ἐπὶ τῆς δομῆς τῶν σταθμῶν ἐνεργείας (φαινόμενα Stark καὶ Zeeman) καὶ προσδιωρίσθησαν μὲ ἀκρίβειαν αἱ ἠλεκτρικαὶ τετραπολικαὶ καὶ αἱ μαγνητικαὶ διπολικαὶ ροπαὶ τῶν ἀτομικῶν πυρήνων.

β. *Εξέτασις ἐξηραγκασμένων μεταβάσεων. Μέθοδος διπλοῦ συντονισμοῦ ἢ διὰ δύο πεδίων.* Εἰς τὴν μέθοδον «διὰ δύο πεδίων» ἰσχυρὸν πεδίου λέζερ προκαλεῖ μεταβολὴν κβαντικῆς μεταβάσεως, ἐλεγχόμενην ἀπὸ δεύτερον, ἀσθενές πεδίου, τὸ «πεδίου ἐλέγχου». Ἐστω π.χ. τὸ ζεῦγος τῶν συνεζευγμένων μεταβάσεων  $1 \rightarrow 0$  καὶ  $2 \rightarrow 0$  (σχ. 13) μὲ κοινὴν τὴν κατωτέραν στάθμην 0 καὶ μικρὰν διαφορὰν τῶν ἀνωτέρων 1 καὶ 2, τὴν ὥστε αἱ ἐκ τῶν δύο μεταβάσεων προκύπτουσαι γραμμαὶ Doppler τῶν ὁποίων αἱ κεντρικαὶ συχνότητες εἶναι  $\omega_1$

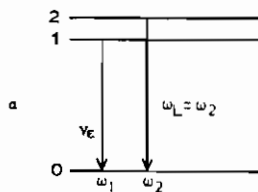


Σχ. 12

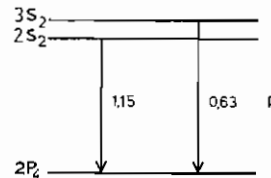
καί  $\omega_2$ , καλύπτονται σχεδόν άμοιβαίως. 'Επί του συστήματος επιδρά άφ' ένός ισχυρόν προχωρούν κύμα λάζερ, συχνότητος  $\nu$ , γειτονικής τής  $\omega_2$  και άφ' έτέρου άσθενές προχωρούν κύμα, τó κύμα έλέγχου, συχνότητος ρυθμιζόμενης περι την περιοχή τής  $\omega_1$ . Τό ισχυρόν κύμα του λάζερ άποδιεγείρει έλεκτικώς μέγα πλήθος άτόμων στενής περιοχής άξονικών ταχυτήτων τής στάθμης 2, προκαλούν ούτω τόν κορεσμόν τής μεταβάσεως  $2 \rightarrow 0$ . 'Αποτέλεσμα τής ισχυράς αύτης αύξήσεως του πλήθους τών άτόμων στενής περιοχής άξονικών ταχυτήτων εις την στάθμην 0, είναι ή ελάττωσις τής έντάσεως τής γραμμής Doppler  $1 \rightarrow 0$  εις την στενήν αύτην περιοχήν. 'Η θέσις του στενού σήματος τής μεταβολής αύτης εις την καμπύλην έντάσεως τής γραμμής έξαρτάται έκ τής σχετικής διευθύνσεως τών δύο κυμάτων, όρίζεται δέ ώς έξής: Τό πεδίο του λάζερ θά άντιδράση με τά άτομα τά όποία είναι ικανά νά μεταφέρουν διά του φαινομένου Doppler την συχνότητά του  $\nu$  πλησίον τής  $\omega_2$  κατά προσέγγισιν του φυσικού πλάτους τής γραμμής  $2 \rightarrow 0$ , ή κεντρική άξονική ταχύτης τών όποίων είναι (έξ. 7):

$$v_x = \frac{\nu - \omega_2}{K_2} \quad \left( K_2 = \frac{\omega_2}{c} \right) \quad 8$$

'Εάν τó κύμα έλέγχου έχει την αύτην διεύθυνσιν με τó ισχυρόν κύμα και ρυθμισθ ή συχνότης του εις  $\omega'$ , ούτως ώστε ή κεντρική τιμή τής περιοχής τών άξονικών ταχυτήτων τών άτόμων με τά όποία άντιδρά νά συμπίπτει



Σχ. 13α



Σχ. 13β

μέ την  $v_x$ , θα είναι:

$$\frac{v - \omega_2}{K_2} = \frac{\omega'_+ - \omega_1}{K_1} \quad \left( K_1 = \frac{\omega_1}{c} \right) \quad 9$$

Τὸ σημεῖον + σημαίνει ὅτι τὰ δύο κύματα ἔχουν τὴν αὐτὴν κατεύθυνσιν. Ἐπειδὴ ὑπετέθη  $\omega_1 \simeq \omega_2$  θὰ εἶναι καὶ  $K_1 \simeq K_2$ . ὥστε ἡ 9 καταλήγει εἰς τὴν:

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega'_+ - v \quad 10$$

Ἐὰν τὰ δύο κύματα ἔχουν ἀντίθετον κατεύθυνσιν προκύπτει:

$$\omega_1 + \omega_2 = v + \omega'_-$$

Ἐκ τῶν σχέσεων προσδιορίζεται ἡ μικρὰ διαφορὰ τῶν δύο γειτονικῶν συχνότητων  $\omega_1$  καὶ  $\omega_2$  ὅταν ρυθμισθῇ ἡ συχνότης τοῦ κύματος ἐλέγχου ὥστε νὰ συμπέσῃ μὲ τὴν κορυφὴν τοῦ συντονιστικοῦ ἐλαχίστου τῆς γραμμῆς  $1 \rightarrow 0$ . Ἐκ τῶν αὐτῶν σχέσεων προσδιορίζεται ἐπίσης μὲ ἀκρίβειαν ἡ συχνότης  $\omega_1$ .

$$\omega_1 = \frac{\omega'_+ + \omega'_-}{2} \quad 12$$

Συμφώνως πρὸς τὴν σχέσιν αὐτὴν ἡ κεντρικὴ συχνότης τῆς μεταβάσεως  $1 \rightarrow 0$  εὐρίσκεται ἀκριβῶς εἰς τὸ μέσον τῶν δύο σημάτων συντονισμοῦ τὰ ὁποῖα λαμβάνονται διὰ τοῦ κύματος ἐλέγχου, διαδομένου α) κατὰ τὴν κατεύθυνσιν τοῦ ἰσχυροῦ κύματος καὶ β) κατὰ τὴν ἀντίθετον κατεύθυνσιν. Τὰ δύο σήματα εἶναι δυνατὸν νὰ ληφθοῦν συγχρόνως διὰ στασίμου κύματος, δημιουργουμένου δι' ἀνακλάσεως τμήματος τῆς δέσμης λάζερ ἐπὶ κατόπτρου (μέθοδος Bordé).

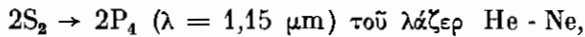
Σημειωτέον ὅτι αἱ μεταβολαὶ εἰς τὸ σχῆμα τῆς καμπύλης ἐξηναγκασμένης μεταβάσεως ἐκ τῆς ἐπιδράσεως ἰσχυροῦ κύματος λάζερ δὲν καθορίζονται ἀπλῶς ἀπὸ τὴν μεταβολὴν τοῦ πληθυσμοῦ τῶν σταθμῶν ἐνεργείας. Παρουσιάζονται ἰδιουρθεμίαι, προβλεπόμεναι ὑπὸ τῆς θεωρίας, ὡς π.χ. ἡ ἐξῆς ἀσυμμετρία εἰς τὰ πλάτη τῶν δύο σημάτων: Ὄταν τὰ δύο κύματα ἔχουν τὴν αὐτὴν κατεύθυνσιν τὸ πλάτος  $\gamma_+$  τοῦ σήματος εἶναι  $\gamma_+ = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}$ , ὅπου  $\gamma_1, \gamma_2$  εἶναι τὰ φυσικὰ πλάτη τῶν σταθμῶν 1 καὶ 2, ἀνεξάρτητον τοῦ πλάτους  $\gamma_0$  τῆς κοινῆς στάθμης, ἐνῶ ὅταν αἱ κατευθύνσεις τῶν δύο κυμάτων

είναι αντίθετοι τὸ πλάτος τοῦ σήματος εἶναι

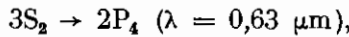
$$\gamma - = \gamma_1 + \gamma_2 + 2\gamma_0,$$

γενικῶς μεγαλύτερον τοῦ  $\gamma +$ , πλὴν περιπτώσεων τινῶν κατὰ τὰς ὁποίας εἶναι δυνατόν νὰ γίνῃ ἀντιθέτως μικρότερον αὐτοῦ.

Ἡ πρώτη ἐφαρμογὴ τῆς μεθόδου τοῦ διπλοῦ συντονισμοῦ ἔγινεν εἰς τὴν ἔρευναν τῆς ἐξηναγκασμένης ἐκπομπῆς



ρυθμιζομένης συχνότητος, διεγειρομένου δι' ὀπτικῆς ἀντλήσεως μὲ ἄλλο λάζερ τριῶν σταθμῶν, ἐκπέμπον τὴν γραμμὴν



ἔχουσιν μὲ τὴν 1,15 κοινὴν τὴν κατωτέραν στάθμην  $2P_4$  (σχ. 13β).

*γ. Διασταύρωσις τῶν τρόπων.* Παραλλαγή τῆς μεθόδου διὰ δύο πεδίων εἶναι ἡ μέθοδος τῆς διασταυρώσεως τῶν τρόπων, ἐφαρμόζεται δὲ εἰς συνεζευγμένας μεταβάσεις πτυχωτοῦ σχηματισμοῦ εἰς τὰς ὁποίας ἡ διαφορὰ τῶν δύο μὴ κοινῶν σταθμῶν εἶναι πολὺ μικρά. Διὰ τὴν διέγερσιν τῶν δύο μεταβάσεων μέχρι κορεσμοῦ χρησιμοποιοῦνται εἴτε δύο ἰσχυρὰ μονοχρωματικὰ λάζερ μὲ μικρὰν διαφορὰν συχνότητων, εἴτε μόνον ἓν, ἐκπέμπον δύο μονοχρωματικὰς συνιστώσας (λάζερ δύο τρόπων) μὲ μικρὰς διαφορὰς συχνότητων. Ὅταν ἡ διαφορὰ συχνότητων τῶν δύο τρόπων τοῦ λάζερ εἶναι περίπου ἴση μὲ τὴν διαφορὰν τῶν συχνότητων τῶν δύο συνεζευγμένων μεταβάσεων ἐπέρχεται συντονισμός, ἀποτέλεσμα τοῦ ὁποίου εἶναι ἡ στένωσις τῶν φασματικῶν γραμμῶν τῶν ἐκπεμπομένων ἐκ τῶν δύο συνεζευγμένων μεταβάσεων καὶ ὁ σαφὴς διαχωρισμός των κατὰ συνέπειαν. Ὁ συντονισμός ἐπιτυγχάνεται εἴτε διὰ τῆς μεταβολῆς τῶν συχνότητων τῶν δύο τρόπων τοῦ λάζερ δι' ἀλλαγῆς τοῦ μήκους τῆς κοιλότητος - ἀντηχείου τοῦ ὄργανου, εἴτε διὰ μεταβολῆς τῆς ἀποστάσεως τῶν σταθμῶν ἐνεργείας τῶν δύο μεταβάσεων διὰ τῆς ἐπιδράσεως μαγνητικοῦ ἢ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (φαινόμενα Zeeman ἢ Stark).

Ἡ συνθήκη συντονισμοῦ ἐφ' ὅσον τὰ δύο κύματα ἔχουν τὴν αὐτὴν κατεύθυνσιν εἶναι ἡ συνθήκη 10 τῆς προηγουμένης παραγράφου,  $\omega_1 - \omega_2 = \nu - \nu'$  ἔνθα  $\nu$  καὶ  $\nu'$  εἶναι αἱ συχνότητες τῶν δύο τρόπων τοῦ λάζερ.

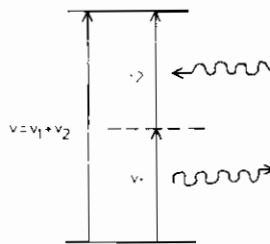
Σημαντικὸν πλεονέκτημα τῆς χρήσεως ἐνὸς λάζερ δύο τρόπων εἶναι τὸ ὅτι ἡ συνθήκη συντονισμοῦ εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἀπολύτου συχνότητος τοῦ

λάζερ και ως εκ τούτου δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ ἐνδεχομένην ἀστάθειαν τῆς λειτουργίας του. Διότι ἡ διαφορά συχνότητων τῶν δύο τρόπων παραμένει σταθερὰ ἐνῶ αἱ ἀπόλυτοι συχνότητες των δυνατὸν νὰ μεταβάλλωνται.

### Φασματοσκοπία διὰ δύο φωτονίων

Νεωτέρα (1970) πολὺ ἀπλῆ μέθοδος διὰ τὸν σχηματισμὸν στενῶν συντονισμῶν ἐντὸς γραμμῶν Doppler, στηριζομένη ἐπὶ ἄλλης ἀρχῆς ἀπὸ τὴν φασματοσκοπίαν κόρου και παρουσιάζουσα πολλὰ πλεονεκτήματα ἐναντι αὐτῆς, εἶναι ἡ μέθοδος τῆς διεγέρσεως τῶν ἀτόμων ἀερίου διὰ τῆς συγχρόνου προσλήψεως δύο φωτονίων τῶν ὁποίων τὸ ἄθροισμα τῶν ἐνεργειῶν ἰσοῦται ἀκριβῶς μὲ τὴν διαφοράν ἐνεργείας τῶν δύο σταθμῶν τῆς ἐξεταζομένης μεταβάσεως. Ὄταν τὰ δύο φωτόνια προέρχονται ἀπὸ δύο κατ' ἀντίθετον φορὰν προχωροῦντα μονοχρωματικὰ κύματα, ἢ ἀπὸ στάσιμον κῦμα, αἱ μεταθέσεις τῶν συχνότητων των ἐκ τοῦ φαινομένου Doppler ἀντισταθμίζονται ἀμοιβαίως ὡς ἴσαι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν και ἀντιθέτου φορᾶς. Αἱ συχνότητές των  $\nu_1, \nu_2$ , μετατίθενται εἰς  $\nu_1 + K\nu$ ,  $\nu_1 - K\nu$  ( $K = \frac{v}{c}$ ) (σχ. 14α) ἄρα  $\Delta\nu = 0$ .

Ἐξ ἄλλου κατὰ τὴν σύγχρονον ἀπορρόφησην δύο φωτονίων παρατηρήθη νέον



Σχ. 14α

φαινόμενον, ἄγνωστον εἰς τὴν γραμμικὴν φασματοσκοπίαν, ἢ πρόσθεσις συχνότητων. Πράγματι ἡ ὅλικη ἐνέργεια τὴν ὁποίαν προσλαμβάνει τὸ ἄτομον ἐκ τῆς ἀπορροφῆσεως δύο φωτονίων μὲ τὰς συχνότητας  $\nu_1, \nu_2$  εἶναι  $E = h\nu_1 + h\nu_2$ . Ἐπομένως ἡ συχνότης τῆς γραμμῆς ἐκ τῆς μεταβάσεως τοῦ ἀτόμου ἀπὸ μίαν στάθμην εἰς ἄλλην, ἢ μεταξὺ τῶν ὁποίων διαφορά ἐνεργείας εἶναι ἀκριβῶς ἴση πρὸς  $E$ , εἶναι  $\frac{E}{h} = \nu_1 + \nu_2$ . Ὄταν τὰ δύο φωτόνια προέρχονται ἀπὸ στάσιμον κῦμα, συχνότητος  $\nu$ , τὸ ἄτομον προσλαμβάνει ἐνέργειαν  $h(2\nu)$  διὰ φωτονίων συχνότητος  $\nu$ . Σημειωτέον ὅτι ἡ δυνατότης διεγέρσεως ἀτόμων ἀπὸ τὴν βασικὴν στάθμην εἰς ἀνωτέραν διὰ τῆς συγχρόνου ἀπορρο-

φήσεως δύο φωτονίων τῶν ὁποίων ἡ συνολικὴ ἐνέργεια ἰσοῦται ἀκριβῶς μετὰ τὴν διαφορὰν ἐνεργείας τῶν δύο σταθμῶν εἶχε μελετηθῆ θεωρητικῶς πρὸ ἡμισαίων αἰῶνος<sup>19,20</sup>, ἀλλ' ἡ πειραματικὴ διερεύνησις τοῦ φαινομένου εἰς τὴν ὄρατὴν περιοχὴν<sup>21</sup> καὶ ἡ ἐφαρμογὴ του ἐν συνεχείᾳ εἰς τὴν ἐπίτευξιν στενῶν συντονισμῶν, ἔγινε μόνον μετὰ τὴν ἐμφάνισιν τοῦ λέζερ κατὰ πρῶτον εἰς τὸ ὄρατὸν φάσμα τοῦ ἀτόμου τοῦ  $\text{Na}^{23, 23, 24}$  καὶ εἰς τὸ ὑπέρυθρον τοῦ μορίου  $\text{CH}_3\text{F}$ . Ἦδη ἐφαρμόζεται εὐρύτατα εἰς νέας ἐρεῦνας τῆς ἀτομικῆς καὶ τῆς μοριακῆς ὀπτικῆς φασματοσκοπίας.

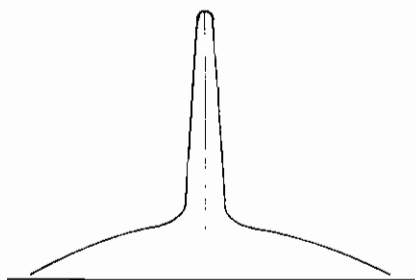
Ἡ διαπλάτυνσις Doppler ἀποφεύγεται ἐπίσης καὶ κατὰ τὴν διέγερσιν διὰ πολλῶν φωτονίων, ἀρκεῖ ἡ συνισταμένη τῶν ἀξονικῶν ταχυτήτων αὐτῶν  $\Sigma(Kv_x)$  νὰ εἶναι μηδέν<sup>25</sup>.

Ἡ φασματοσκοπία διὰ πολλῶν φωτονίων ἔχει σημαντικὰ πλεονεκτήματα ἐναντι τῆς φασματοσκοπίας κόρου τῆς ὁποίας διαφέρει βασικῶς κατὰ τὸ ὅτι δὲν χρειάζεται κορεσμὸν τῶν μεταβάσεων.

Τὰ πλεονεκτήματα αὐτῆς εἶναι τὰ ἑξῆς:

α) Ἡ συνθήκη  $\nu = \nu_1 + \nu_2$  εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ταχύτητος τῶν ἀτόμων. Ἐπομένως εἰς μετὰβασιν ἀπορροφῆσεως εἶναι δυνατόν νὰ συμμετάσχουν τὰ ἅτομα τῆς βασικῆς στάθμης καὶ ὄχι μόνον ὅσα ἐξ αὐτῶν ἔχουν τὴν ἐκλεκτικὴν ταχύτητα συντονισμοῦ ἢ ὁποία ἀπαιτεῖται εἰς τὴν φασματοσκοπίαν κόρου. Ὡς ἐκ τούτου διὰ τῆς μεθόδου τῶν δύο φωτονίων θὰ προκύψῃ φασματικὴ γραμμὴ μεγάλης ἐντάσεως χωρὶς διαπλάτυνσιν Doppler, ἔχουσα μόνον τὸ ὁμογενὲς πλάτος Ἀκριβῶς ἡ ἐμφάνισις τῆς γραμμῆς εἶναι ἡ ἑξῆς:

Εἰς τὸ εὐρὺ χαμηλῆς ἐντάσεως ὑπόβαθρον, τὸ ὁποῖον προέρχεται ἀπὸ ἕκαστον κῦμα, ἐπιτίθεται στενὸν καὶ ἰσχυρὸν σῆμα συντονισμοῦ, (σχ. 14β) ἰσχυρότερον κατὰ  $10^3$  ἕως  $10^5$  τοῦ βυθίσματος Lamb. Ἡ μεγάλη αὐτῆ ἰσχὺς τοῦ σήματος καθιστᾷ δυνατόν τὸν πειραματισμὸν μετὰ μικρὸν ἀριθμὸν ἀτόμων, ἀκόμη δὲ καὶ μετὰ μοριακὰς δέσμας, ὅποτε ἀποφεύγονται σχεδὸν τελείως αἱ μοριακαὶ κρούσεις.

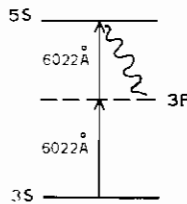


Σχ. 14β



Υπό όρισμένης συνθήκας είναι ακόμη δυνατόν νά εκλείψη τελείως τὸ ὑπόβαθρον τῆς γραμμῆς Doppler, διὰ πειραματισμοῦ μὲ πολωμένον φῶς<sup>26</sup> (βλ. σελ. 28).

β) Πολὺ σημαντικὸν πλεονέκτημα τῆς φασματοσκοπίας διὰ δύο ἢ περισσοτέρων φωτονίων εἶναι τὸ ὅτι ἰσχύουν κανόνες ἐπιλογῆς διάφοροι ἀπὸ τοὺς ἰσχύοντες εἰς τὴν ἀπορρόφησην ἑνὸς φωτονίου, ὥστε δι' αὐτῆς ἐπιτυγχάνονται μεταβάσεις ἀπηγορευμέναι εἰς τὴν φασματοσκοπίαν δι' ἑνὸς φωτονίου, ὅπως π.χ. τῆς  $3S \rightarrow 5S$  τοῦ ἀτόμου Na, ἀπηγορευμένης διότι αἱ δύο στάθμαι εἶναι τῆς αὐτῆς συμμετρίας (parity) εἰς δὲ τὴν φασματοσκοπίαν δι' ἑνὸς φωτονίου ἐπιτρέπονται μεταβάσεις μόνον μεταξὺ σταθμῶν διαφόρου συμμετρίας.



Σχ. 15

γ) Εἶναι δυνατὴ ἡ διέγερσις ἀτόμων εἰς ὑψηλὰς στάθμας ἐνεργείας διὰ πολλῶν φωτονίων μικροτέρας ἐνεργείας (ἐπομένως μεγαλυτέρου μήκους κύματος, τοῦ ἑνὸς) τῶν ὁποίων τὸ ἄθροισμα ἐνεργείας ἰσοῦται μὲ τὴν διαφορὰν ἐνεργείας τῆς ὑψηλῆς στάθμης ἀπὸ τῆς βασικῆς. Τοῦτο εἶναι σημαντικὸν δεδομένου ὅτι τὰ μεγαλυτέρου μήκους κύματος φωτόνια πολλάκις παράγονται καὶ μετροῦνται εὐχερέστερον. Οὕτως εἶναι δυνατόν νά ἐπεκταθῇ ἡ ἔρευνα εἰς περιοχὰς μ.κ. διὰ τὰς ὁποίας ὑπάρχουν μόνον λάζερ παλμῶν καὶ ὄχι συνεχοῦς λειτουργίας, συγκεκριμένως τὰς περιοχὰς τοῦ ὑπεριώδους καὶ τοῦ υπεριώδους κενοῦ, εἶναι δὲ προτιμώτερα τὰ λάζερ συνεχοῦς λειτουργίας εἰς τὴν φασματοσκοπίαν ἀπὸ τὰ λάζερ παλμῶν.

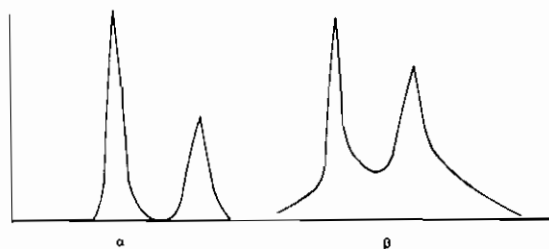
δ) Ἐν ἀκόμῃ πλεονέκτημα τῆς μεθόδου διὰ δύο φωτονίων εἶναι ἡ δυνατότης χρησιμοποίησεως φωτεινῶν δεσμῶν μεγάλης τομῆς χωρὶς κίνδυνον ἀξίσεως τοῦ πλάτους τοῦ σήματος συντονισμοῦ, διότι τοῦτο εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς καμπυλότητος τοῦ μετώπου τοῦ διεγείροντος φωτεινοῦ κύματος ἐπειδὴ τὰ δύο φωτόνια ἀπορροφοῦνται συγχρόνως ἀπὸ τὸ αὐτὸ σημεῖον τοῦ χώρου. Παρατηρήθη πράγματι ὅτι δέσμαι μεγάλης τομῆς, μήκους διαδρομῆς ἑνὸς μέτρου προκαλοῦν διαπλάτυνσιν μόλις 100Hz.

Αἱ πρῶται ἔρευναι διὰ τῆς μεθόδου τῶν δύο φωτονίων ἔγιναν εἰς τὸ ἄτομον τοῦ Na (1974) τοῦ ὁποίου ἐπετεύχθη ἡ κατὰ τὴν συμβατικὴν φασματο-

σκοπίαν ἀπηγορευμένη μετάβασις  $3S \rightarrow 5S$  ἀρχικῶς με παλμούς λέζερ βαφῆς<sup>34</sup> καὶ ἐν συνεχείᾳ με λέζερ συνεχοῦς λειτουργίας<sup>27</sup>. Ἡ διέγερσις τῶν ἀτόμων ἐκ τῆς βασικῆς στάθμης  $3S$  εἰς τὴν  $5S$  ἔγινε διὰ δύο φωτονίων μ.κ.  $6022 \text{ \AA}$  ὁ δὲ ἔλεγχος διὰ τῆς αὐτομάτου ἐκπομπῆς  $5S \rightarrow 3\Delta$  ἢ διὰ τῆς  $4\Delta \rightarrow 3S$  (σχ. 15).

Ἡ καμπύλη α (σχ. 16) ἐλήφθη με στάσιμον κῦμα, σύνθετον ἐκ δύο ἀντιθέτως προχωρούντων κυμάτων, πολωμένων κυκλικῶς. Χαρακτηριστικὸν εἶναι ὅτι ἐλλείπει τὸ ὑπόβαθρον Doppler, ἐνῶ ὑπάρχει εἰς τὴν καμπύλην β, ἡ ὁποία ἐλήφθη με στάσιμον κῦμα γραμμικῶς πολωμένον. Αἱ δύο αἰχμαὶ προέρχονται ἀπὸ μεταβάσεις μεταξὺ τῶν ὑπερλεπτῶν συνιστωσῶν τῶν σταθμῶν  $3S$ ,  $5S$ <sup>24,29,30</sup>, ἐκάστη τῶν ὁποίων χωρίζεται εἰς δύο ὑποστάθμας.

Διὰ τῆς αὐτῆς μεθόδου διηρευνήθησαν εἰς τὴν αὐτὴν γραμμὴν τὰ φαινόμενα Zeeman<sup>28</sup> καὶ Stark<sup>28</sup>. Διεπιστώθη ἐπίσης λεπτὴ δομὴ εἰς τὴν γραμμὴν  $3S \rightarrow 4D$ <sup>23</sup> καὶ τὰ φαινόμενα Zeeman<sup>30</sup> καὶ Stark<sup>30</sup>.



Σχ. 16

Ἰδιαιτερον ἐνδιαφέρον ἀπὸ θεωρητικῆς ἀπόψεως εἶχεν ἡ διερεύνησις τῆς λεπτῆς δομῆς τῆς γραμμῆς La τῆς σειρᾶς Lyman τοῦ ἀτόμου H ( $\lambda = 1215 \text{ \AA}$ ), ἡ ὁποία προκύπτει ἐκ τῆς μεταβάσεως  $1S - 2S$ . Ἐξ αὐτῆς ἐμετρήθη, πρώτην φοράν ἀπὸ ὀπτικῶν φάσμα, ἡ μετατόπισις Lamb τῆς βασικῆς στάθμης  $1S$ <sup>31,32</sup> διὰ συγκρίσεως τῆς γραμμῆς La τοῦ H με τὴν  $H_\beta$  τῆς σειρᾶς Balmer (βλ. σελ. 41) καὶ ἡ ἰσοτοπικὴ μετατόπισις εἰς τὰ φάσματα τῶν ἀτόμων H καὶ  $D^{33}$  καὶ τῶν  $^{20}\text{Ne}$  καὶ  $^{22}\text{Ne}$ . Ἀνελύθη ἡ ὑπερλεπτὴ δομὴ τῶν γραμμῶν τοῦ ἰσοτόπου  $^{21}\text{Ne}$  καὶ προσδιωρίσθη ἡ τετραπολικὴ ροπὴ τοῦ πυρῆνος του<sup>34</sup>.

Μεγάλῃ εἶναι ἡ σημασία τῆς μεθόδου τῶν δύο (ἢ πολλῶν) φωτονίων διὰ τὴν μοριακὴν φασματοσκοπίαν. Ἐφαρμοζομένη π.χ. εἰς ἠλεκτρονικὰς μεταβάσεις συμπλόκων μορίων βοηθεῖ εἰς τὴν ἀνάλυσιν τῆς δομῆς μεγάλου ἀριθμοῦ ἀλληλοκαλυπτομένων γραμμῶν Doppler, αἱ ὁποῖαι πολλακίς δίδουν φάσμα συνεχές. Ἐν ἀπὸ τὰ λίαν ἐνδιαφέροντα φαινόμενα ἀπὸ θεωρητικῆς καὶ

πειραματικῆς ἀπόψεως εἶναι ἡ ὑπὸ μεμονωμένων πολυατομικῶν μορίων, εὐρισκομένων ἐντὸς ἰσχυροῦ πεδίου ὑπερύθρου λάζερ, ἀπορρόφησης ἐντὸς πολὺ μικροῦ χρονικοῦ διαστήματος πολλῶν ὑπερύθρων φωτονίων, ἱκανῶν νὰ προκαλέσουν τὴν διέγερσιν τοῦ μορίου εἰς ὑψηλὰς στάθμας ἐνεργείας καὶ τὴν διάσπασίν του. Τὸ ἐξαιρετικῶς ἐνδιαφέρον εἶναι ἡ διαπίστωσις ὅτι τὸ φαινόμενον αὐτὸ εἶναι, ὑπὸ ὠρισμένης συνθήκας, ἰσοτοπικῶς ἐκλεκτικόν, ὥστε εἰς ἀέριον-μῖγμα ἰσοτόπων εἶναι δυνατόν νὰ ἐπιφέρῃ ἐμπλουτισμὸν τοῦ μίγματος εἰς ὠρισμένα ἰσότοπα, ὀδηγοῦν οὕτω πρὸς νέαν μέθοδον βιομηχανικοῦ διαχωρισμοῦ ἰσοτόπων.

Ἐκ τῆς θεωρητικῆς ἀπόψεως γεννᾶται τὸ ἐρώτημα κατὰ ποῖον φυσικὸν μηχανισμόν εἶναι δυνατόν ἐν μεμονωμένον μόριον ν' ἀπορροφήσῃ πολλὰ φωτόνια τῆς αὐτῆς συχνότητος. Διὰ νὰ φθάσῃ τὸ ὄριον διασπάσεως ἐν μόριον πρέπει ν' ἀπορροφήσῃ τουλάχιστον μερικὰς δεκάδας ὑπερύθρων φωτονίων συγχρόνως. Τοῦτο θὰ ἀπῆται δέσμη ἰσχυροῦ λάζερ ἐντάσεως  $10^9 - 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>. Ἐν τούτοις διεπιστώθη τὸ ἐκπληκτικὸν γεγονός τῆς πολυφωτονικῆς διασπάσεως μὲ δέσμη ἰσχυροῦ λάζερ ἐντάσεως μόνον περὶ τὰ 20 MW/cm<sup>2</sup>. Πολλὰ θεωρητικὰ ἐργασία ἀναφέρονται εἰς τὴν ἐρμηνείαν τοῦ φαινομένου, ἐν τούτοις δὲν ὑπάρχει ἀκόμη πλήρης θεωρητικὴ ἐρμηνεία ὅλων τῶν φαινομένων τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται κατὰ τὴν πολυφωτονικὴν διέγερσιν καὶ διάσπασιν πολυατομικῶν μορίων. Πρόσφατα πειραματικὰ ἐργασία, γενόμενα κυρίως μὲ διασταύρωσιν μοριακῶν δεσμῶν μὲ δέσμη ἰσχυροῦ λάζερ πρὸς ἀποφυγὴν τῆς ἀσφαλείας τὴν ὁποῖαν θὰ προεκάλλουν αἱ μοριακαὶ κρούσεις, παρέχουν συμπληρωματικὰς πληροφορίας πρὸς ὑποβοήθησιν τῆς διατυπώσεως μιᾶς πλήρους θεωρίας<sup>36-41</sup>.

### Κροσσοὶ Ramsey

Τὸ ὄριον τῆς διακριτικῆς ἱκανότητος τῆς διὰ δύο φωτονίων φασματοσκοπικῆς μεθόδου ἐξαρτᾶται κατ' ἀρχὴν μόνον ἀπὸ τὰ φυσικὰ πλάτη τῶν δύο σταθμῶν ἐνεργείας ἐκ τῆς μεταξὺ τῶν ὁποίων μεταβάσεως προκύπτει ἡ ἐξεταζομένη φασματικὴ γραμμὴ. Ἐπομένως ἡ μέθοδος αὕτη ἐπιτυγχάνει κατ' ἀρχὴν τὸ φυσικὸν ὄριον τῆς διακριτικῆς ἱκανότητος. Ἐν τούτοις ἡ συνεχιζομένη θεωρητικὴ καὶ πειραματικὴ ἐρευνα ἐστράφη εἰς τὴν ἐξέτασιν τῆς σημασίας τὴν ὁποῖαν ἐνδεχομένως θὰ εἶχον διὰ τὴν τόσον ὑψηλῆς διακριτικῆς ἱκανότητος μέθοδον, δευτερεύοντα αἷτια διαπλατύνσεως, ἀσήμαντα πρὸ τῆς διαπλατύνσεως Doppler, καὶ κυρίως ὁ πολὺ μακρὸς χρόνος ἐντὸς τοῦ ὁποίου τὰ ἄτομα διασχίζουν τὴν δέσμη τοῦ λάζερ, ὡς ἐκ τῆς μεγάλης μέσης ἐλευθέρως διαδρομῆς αὐτῶν εἰς τὰς λίαν μικρὰς πιέσεις ὑπὸ τὰς ὁποίας λαμβάνεται τὸ ἀέριον πρὸς ἀποφυγὴ τῶν μοριακῶν κρούσεων. Ἡ ἐκ τοῦ αἰτίου τούτου πολὺ μικρὰ διαπλατύνσις ὀφείλεται εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς ἀπροσδιοριστίας. Πράγματι, ἐφ' ὅσον τὰ μόρια τοῦ ἀερίου ἀντιδρῶν μὲ τὴν δέσμη ἰσχυροῦ λάζερ μόνον κατὰ τὸ

χρονικὸν διάστημα τὸ ὁποῖον χρειάζεται διὰ νὰ τὴν διασχίσουν, μὲρια κινούμενα καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης μετὰ τὴν ταχύτητα  $v_0$  ἀντιδρῶν μετὰ αὐτὴν ἐπὶ χρόνον  $\Delta t = \frac{v_0}{a}$ . Καὶ ἐπειδὴ, συμφώνως πρὸς τὴν ἀρχὴν τῆς ἀπροσδιοριστίας, εἶναι  $\Delta\omega \geq \frac{t}{4\Delta}$ , ἐπέρχεται ἀπροσδιοριστία εἰς τὴν συχνότητα, ἥτοι διαπλάτυνσις τῆς γραμμῆς ἴση πρὸς  $\Delta\omega = \frac{v_0}{a}$ . Ὅταν ἡ μέση ἐλευθέρη διαδρομὴ τῶν μορίων εἶναι μικρὰ ἐν σχέσει πρὸς τὴν διαμέτρον τῆς δέσμης, ὁ χρόνος διασχίσεως τῆς δέσμης αὐξάνεται λόγῳ τῶν μοριακῶν κρούσεων καὶ δὲν ἀποτελεῖ αἰτίαν διαπλατύνσεως τῆς γραμμῆς. Εἰς τὴν πλείον ὅμως ὑπὸ τὴν ὁποῖαν λαμβάνεται τὸ ἀέριον διὰ τὴν ἀποφυγὴν τῶν μοριακῶν κρούσεων ἡ μέση ἐλευθέρη διαδρομὴ τῶν μορίων εἶναι πολὺ μεγαλύτερα τῆς διαμέτρου τῆς δέσμης λάζερ καὶ ὁ χρόνος διασχίσεως τῆς τομῆς αὐτῆς εἶναι πολὺ μικρὸς. Κατὰ συνέπειαν ἡ ἐξ αὐτοῦ διαπλάτυνσις τῆς γραμμῆς εἶναι σημαντικὴ ὅταν ἡ ἐξ ἄλλων αἰτίων διαπλάτυνσις ἀποφεύγεται, ὅπως εἰς τὴν διὰ δύο φωτονίων μέθοδον. Ἐπὶ παραδείγματι διὰ μὲρια μεθανίου εἰς τὴν θερμοκρασίαν 300 K εἰς τὴν ὁποῖαν ἡ μέση ἐλευθέρη διαδρομὴ εἶναι τῆς τάξεως  $10^4$  cm/sec, ἡ διαπλάτυνσις ἐκ τῆς σμικρότητος τοῦ χρόνου διασχίσεως δέσμης διαμέτρου ἐνὸς ἑκατοστομέτρου φθάνει εἰς δεκάδας KHz. Τὸ πρόβλημα τῆς ἀποφυγῆς τοῦ εἶδους αὐτοῦ διαπλατύνσεως τῆς γραμμῆς ἐλύθη μόλις κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη ὑπὸ τοῦ Baklanow<sup>42</sup> καὶ τῶν συνεργατῶν του, οἱ ὁποῖοι ἐφήρμοσαν μέθοδον, χρησιμοποιηθεῖσαν πολὺ προγενεστέρως ὑπὸ τοῦ Ramsey<sup>43</sup> πρὸς ἀντιμετώπισιν τοῦ αὐτοῦ προβλήματος εἰς τὴν φασματοσκοπίαν μικροκυμάτων. Εἰς τὴν μέθοδον Ramsey ἀτομικὴ (ἢ μοριακὴ) δέσμη διασχίζει διαδοχικῶς δύο ἐγκάρσια στάσιμα κύματα, χωρισμένα εἰς τὸν χῶρον, προερχόμενα ἀπὸ δύο λάζερ, ἀποτελεῖ δὲ οὐσιωδῶς τὴν ἐφαρμογὴν τῆς μεθόδου διὰ δύο φωτονίων, ἐπιδρώντων ὅμως ὄχι συγχρόνως, ἀλλὰ διαδοχικῶς. Διὰ καταλλήλου ρυθμίσεως τῆς σχέσεως τῶν φάσεων τῶν δύο κυμάτων σχηματίζονται ὀπτικοὶ κροσσοὶ συμβολῆς, ἀντίστοιχοι πρὸς τοὺς κροσσοὺς συμβολῆς τοῦ λαμβανομένου διὰ δύο σχισμῶν. Ἀλλὰ δύο τοπικῶς ἀπέχοντα πεδία λάζερ ἀσκοῦν ἐπὶ τῶν ἀτόμων τὴν αὐτὴν ἐπίδρασιν μετὰ δύο χρονικῶς ἀπέχοντας παλμοὺς λάζερ, διότι ὁ σχηματισμὸς τῶν κροσσῶν ὀφείλεται εἰς τὴν διαφορὰν φάσεως μετὰ τὴν ὁποῖαν τὰ δύο πεδία ἐπιδρῶν ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἀτόμου. Ἐκ τούτου οἱ ἐρευνηταὶ συνέλαβον τὴν ἰδέαν τῆς λήψεως ὀπτικῶν κροσσῶν διὰ λάζερ παλμῶν χωρὶς τὴν ἀνάγκην ἀτομικῆς δέσμης. Πρὸς τοῦτο ἡ κυψελὶς μετὰ τὸ ἀέριον ἀκτινοβολεῖται διὰ δύο χρονικῶς ἀπέχοντων παλμῶν στασίμου φωτεινοῦ κύματος<sup>44, 45, 46</sup>. Τὸ στάσιμον κύμα σχηματίζεται διὰ τῆς ἀνακλάσεως τῶν παλμῶν ἐπὶ κατόπτρου, τοποθετουμένου πλησίον τῆς κυψελίδος μετὰ τὸ ἀέριον. Ἐὰν ἀντὶ δύο παλμῶν ἐπιδράσῃ σειρὰ πολλῶν

χρονικῶς ἰσαπεχόντων παλμῶν, ἐπιτυγχάνεται ἀποτέλεσμα ἀντίστοιχον μετὴν περιθλάσιν φωτὸς δι' ὀπτικῶν φράγματος<sup>41</sup>. Συρμὸς  $N$  παλμῶν μετὰ χρονικὴν ἀπόστασιν  $T$  μεταξὺ των, ἀντιστοιχεῖ εἰς ὀπτικὸν φράγμα μετὰ  $N$  σχισμάς, ὀλικῶν πλάτους  $NT$ , ἀντιστοιχοῦντος εἰς τὴν ὀλικὴν διάρκειαν τοῦ συρμοῦ. Τὸ λαμβανόμενον φάσμα ἀποτελεῖται ἀπὸ  $N$  λεπτὰς γραμμὰς,  $N$  φορὰς στενωτέρας καὶ  $N^2$  φορὰς ἐντονωτέρας ἀπὸ τὰς γραμμὰς τοῦ φάσματος διὰ δύο παλμῶν.

Ἡ διὰ συρμοῦ φωτεινῶν παλμῶν φασματοσκοπία ἐφαρμόζεται μετὰ διαφόρους παραλλαγὰς εἰς πολλὰ ἐπιστημονικὰ ἐργαστήρια<sup>47,48</sup> διὰ τὴν διερεύνησιν προβλημάτων ἀπαιτούντων λίαν ὑψηλὴν διακριτικὴν ἰκανότητα. Ἡ ἰσχυρὰ ἔντασις τοῦ σήματος καθιστᾷ ἐξ ἄλλου δυνατὴν τὴν διέγερσιν ἀτόμων καὶ μορίων εἰς ὑψηλὰς στάθμας ἐνεργείας καὶ τὴν ἐκλεκτικὴν διάσπασιν ἀτόμων καὶ μορίων (ἐκλεκτικὴ φωτοχημεία). Ἐπεκτείνει ἐπίσης τὴν δυνατότητα ἐφαρμογῆς τοῦ λάζερ εἰς τὰς περιοχὰς τοῦ ὑπεριώδους καὶ τοῦ ὑπεριώδους κενοῦ διὰ τὰς ὁποίας ὑπάρχουν μόνον λάζερ παλμῶν.

#### *Ἀπόλυτος μέτρησις τῆς συχνότητος εἰς τὴν ὀπτικὴν φασματοσκοπίαν*

Μετὰ τὴν ἀπαλλαγὴν ἀπὸ τὴν διαπλάτυνσιν Doppler σοβαρὸν πρόβλημα ἀπετέλεσεν ἡ ἀκριβὴς μέτρησις τῆς συχνότητος τῶν φασματικῶν γραμμῶν. Εἰς τὴν συμβατικὴν ὀπτικὴν καὶ ὑπέρυθρον φασματοσκοπίαν ἡ συχνότης τῶν φασματικῶν γραμμῶν ὑπολογίζεται ἐμμέσως ἐκ τῆς σχέσεως  $c = \lambda \nu$ , κατόπιν μετρήσεως τοῦ μήκους κύματος διὰ συμβολομετρικῆς συγκρίσεως τῆς ἐξεταζομένης γραμμῆς μετὰ γραμμὴν γνωστοῦ μήκους κύματος, λαμβανομένης σταθερᾶς τῆς ταχύτητος  $c$  τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν. Ἡ ἀκρίβεια τῆς συγκρίσεως μικρῶν κύματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διακριτικὴν ἰκανότητα τῆς ὄλης πειραματικῆς διατάξεως, ἡ δὲ σύγκρισις δύο μεγάλης διαφορᾶς μικρῶν κύματος ὑπόκειται εἰς σοβαρὰ συστηματικὰ σφάλματα τὰ ὁποία εἰς μὲν τὴν συμβατικὴν ὀπτικὴν εἶναι ἀνευ σημασίας πρὸ τοῦ σφάλματος ἐκ τῆς διαπλάτυνσεως Doppler, ὄχι ὁμοίως καὶ εἰς τὴν μὴ γραμμικὴν φασματοσκοπίαν,, ἀπηλλαγμένην τῆς διαπλάτυνσεως Doppler.

Ἡ ἀμεσὸς μέτρησις τῆς συχνότητος γίνεται εἰς τὴν φασματοσκοπίαν μικροκυμάτων διὰ τῆς ἐτερωθῶνους τεχνικῆς κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ ἄγνωστος συχνότης διαβιβάζεται συγχρόνως μετὰ γνωστὴν, σχεδὸν ἴσην συχνότητα, διὰ καταλλήλου στοιχείου μίξεως συχνότητων. Ἐκ τῶν παραγομένων συγχροτήσεων προσδιορίζεται ἡ σχέσις τῶν δύο συχνότητων. Ἡ ἀκρίβεια τῆς μεθόδου αὐτῆς περιορίζεται μόνον ἀπὸ τὴν καθαρότητα τῶν συχνότητων καὶ τὴν σταθερότητα τῶν πηγῶν.

Προσπάθεια ἐπεκτάσεως τῆς τεχνικῆς τῆς μίξεως συχνότητων εἰς τὴν

οπτικήν περιοχὴν ἤρchiσεν ἀπὸ τοῦ ἔτους 1964 εἰς τὸ MIT ὑπὸ τοῦ Savan καὶ τῶν συνεργατῶν του. Διὰ τὰ ἐπιτευχθῆ αὐτὴ ἀπαιτοῦνται:

α) Πολλαπλασιασμοὶ τῆς συχνότητος τῶν πηγῶν μικροκυμάτων μέχρι — τῆς συχνότητος τοῦ φωτός ὥστε νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ σύγκρισις ὀπτικῶν συχνοτήτων μὲ πρότυπον συχνότητα τῶν μικροκυμάτων.

β) Σταθεροποιήσις τῆς συχνότητος τῶν λάζερ ἢ ὁποῖα εἶναι δυνατόν νὰ μεταβάλλεται σημαντικῶς ἐκ τῆς ἀσταθείας τοῦ ὀπτικοῦ μήκους\* τῆς κοιλότητος - ἀντηχείου λόγῳ μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας, ἢ ἐξωτερικῶν δυνάμεων καὶ ἄλλων δευτερευόντων αἰτίων.

*Πολλαπλασιασμοὶ τῆς συχνότητος τῶν μικροκυμάτων.* Ὁ πολλαπλασιασμοὶ τῆς συχνότητος στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἐξῆς συμπεριφορᾶς τῶν κυκλωμάτων τὰ ὁποῖα περιλαμβάνουν μὴ γραμμικὰ στοιχεῖα, π.χ. κρυσταλλοδίοδον. Ἐὰν δύο ἢ περισσότερα σήματα εἰσαχθοῦν συγχρόνως εἰς τὴν δίοδον, τὰ ἐξερχόμενα κύματα περιέχουν, πλὴν τῶν συχνοτήτων αἱ ὁποῖαι εἰσήχθησαν, προσθέτους συχνότητας ἐκ τῆς μίξεως (ἄθροισμάτων ἢ διαφορῶν) αὐτῶν καὶ τῶν ἁρμονικῶν των. Οὕτως ἡ μῆξις ὑπερύθρου συχνότητος ν ἀκτινοβολίας λάζερ καὶ τῆς θεμελιώδους ἢ ἁρμονικῶν ρυθμιζομένης πηγῆς μικροκυμάτων (κλύστρου) εἶναι δυνατόν νὰ δώσῃ ἀκτινοβολίαν ρυθμιζομένης συχνότητος μεγαλυτέραν ἢ μικροτέραν τῆς ν:

$$\text{συχνότης μίξεως } \nu_{\mu} = \nu \pm \nu_{nm}$$

$\nu_{nm}$  εἶναι ἁρμονικοὶ τῆς θεμελιώδους συχνότητος  $\nu$  τοῦ κλύστρου.

Διὰ τὴν περιοχὴν τῶν ὀπτικῶν συχνοτήτων ἐχρειάζετο νέον στοιχεῖον μίξεως ὑψηλῆς ταχύτητος ἀντιδράσεως, ἱκανὸν ν' ἀνταποκριθῆ εἰς τὴν ροὴν ἐναλλασσομένων ρευμάτων ὀπτικῆς συχνότητος, ἥτοι δίοδον μὲ ἀντίστασιν καὶ χωρητικότητά τόσον μικράς, ὥστε ἡ σταθερὰ χρόνου RC νὰ εἶναι τῆς τάξεως  $RC \ll 10^{-14}$  ἕως  $10^{-15}$ . Τοιαύτην δίοδον ἐπέτευχεν ὁ Javan καὶ οἱ συνεργάται του<sup>49</sup>. Ἡ δίοδος Javan ὁμοιάζει πρὸς ἐκεῖνην ἢ ὁποῖα ἐχρησιμοποιεῖτο εἰς τοὺς πρώτους ραδιοφωνικοὺς δέκτας, τὴν ὀνομασθεῖσαν «τρίγων γάτας». Ἀποτελεῖται ἀπὸ τὰ στοιχεῖα: μέταλλον - μονωτὴν - μέταλλον, ἠνωμένα κατὰ σειρὰν ὡς ἐξῆς: Λεπτότατον σύρμα βολφραμίου, διαμέτρου ὀλίγων  $\mu\text{m}$  καὶ μήκους μερικῶν mm, ἀποτελεῖ τὴν κεραίαν. Ἡ αἰχμὴ τοῦ σύρματος, πάχους μικροτέρου τῶν 1000 Å, ἐφάπτεται εἰς ἓν σημεῖον (point-contact diode) μεταλλίνης βάσεως (νικελίου ἢ ἄλλου μετάλλου). Τὸν μο-

\* Ὀπτικὸν μήκος εἶναι τὸ γινόμενον τοῦ μήκους ἐπὶ τὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ περιεχομένου ἀέριου.

νωτήν αποτελεί τὸ φυσικὸν ὀξειδίου τὸ ὁποῖον σχηματίζεται ἐπὶ τῆς νικελίνης βάσεως. Ἡ λειτουργία τῆς διόδου Javan στηρίζεται εἰς τὴν κβαντομηχανικὴν ἀρχὴν κατὰ τὴν ὁποῖαν ἡλεκτρόνιον εἶναι δυνατόν νὰ διαπεράσῃ φράγμα δυναμικοῦ, σχηματιζόμενον ἀπὸ διηλεκτρικὸν στρῶμα πάχους ὀλίγων Ångstrom.

*Παράδειγμα μίξεως συχνοτήτων.* Ἐκ τῶν πρώτων πειραμάτων μίξεως συχνοτήτων τοῦ Javan, εἶναι ἡ μίξις τῆς ταινίας V τοῦ κλύστρου τῆς περιοχῆς συχνοτήτων 70 GHz μετὰ τὴν ἀκτινοβολίαν τοῦ λέζερ HCN, τῆς περιοχῆς τοῦ ἄκρου ὑπερύθρου. Ὄταν τὸ κλύστρον ἐρυθμίζεται εἰς τὴν συχνότητα τῆς ὁποίας ὁ 13ος ἀρμονικὸς διέφερεν ὀλίγον ἀπὸ τὴν συχνότητα τοῦ λέζερ, παρήγετο σῆμα ραδιοφωνικῆς συχνότητος, 30 MHz. Τὸ πείραμα τοῦτο ἀποτελεῖ παράδειγμα ἐφαρμογῆς τῆς ὑπερετερωδύνου μεθόδου μίξεως συχνοτήτων εἰς τὴν ὀπτικὴν περιοχὴν: Διὰ τῆς συζεύξεως τῆς συχνότητος τοῦ λέζερ μετὰ κατάλληλον συχνότητα ἀρμονικοῦ τοῦ κλύστρου παρήχθη συχνότης πολὺ μικρότερα.

*Παράδειγμα πολλαπλασιασμοῦ συχνότητος καὶ ἀπολύτου μετρήσεως τῆς συχνότητος λέζερ.*

Αἱ ἀκτινοβολαὶ τῶν λέζερ HCN ( $\lambda = 337 \mu\text{m}$ ) καὶ DCN ( $\lambda = 190 \mu\text{m}$ ) καὶ τῆς ταινίας V τοῦ κλύστρου εἰσάγονται συγχρόνως εἰς τὴν διόδον Javan. Διὰ ρυθμίσεως τῆς συχνότητος τοῦ κλύστρου εἰς συχνότητα τριπλασίαν τῆς θεμελιώδους παράγεται εἰς τὴν ἔξοδον σῆμα ἐξαιρετικῶς μεγάλης ἐντάσεως. Τοῦτο προκύπτει ὡς ἑξῆς: Ἡ διαφορὰ τῶν συχνοτήτων τοῦ δευτέρου ἀρμονικοῦ τοῦ λέζερ HCN καὶ τοῦ τρίτου ἀρμονικοῦ τοῦ κλύστρου, ἰσοῦται μετὰ τὴν συχνότητα τοῦ λέζερ DCN:

$$2\nu_{\text{HCN}} - 3\nu_{\text{κλ.}} = \nu_{\text{DCN}} \quad 13$$

$$\alpha \qquad \qquad \beta$$

Τὰ πλάτη τῶν δύο σημάτων τῆς αὐτῆς συχνότητος  $\alpha$  καὶ  $\beta$  ἀθροίζονται εἰς τὸ ἐξερχόμενον σῆμα μεγάλου πλάτους. Ἐκ τῆς ἀνωτέρω σχέσεως 13 τῆ βοηθεῖα ἑνὸς λέζερ γνωστῆς συχνότητος (τοῦ HCN) τοῦ ὁποῖου μία συχνότης (ἔδῳ ἢ τοῦ δευτέρου ἀρμονικοῦ) εἶναι συγκρίσιμος μετὰ μίαν πρότυπον συχνότητα μικροκυμάτων (τοῦ 3ου ἀρμονικοῦ τοῦ κλύστρου), προσδιορίζεται ἢ πολὺ ὑψηλότερα συχνότης ἄλλου λέζερ, τοῦ DCN.

Δι' ἀλληλοδιαδόχων τοιούτων σχηματίζεται ἀλυσὶς βαθμιαίου πολλαπλασιασμοῦ συχνοτήτων. Εἰς νεώτερα πειράματα μίξεως ἐπετεύχθη πολλαπλασιασμοὸς μέχρι συχνοτήτων τῆς τάξεως THz ( $10^{12}\text{Hz}$ ).

Αἱ μιγνυόμεναι συχνότητες εἶναι δυνατόν νὰ εἶναι περισσότεραι τῶν δύο.

Γενικῶς ὅταν διὰ κρυσταλλοδιόδου διαβιβάζονται συγχρόνως μὲ τὴν ἄγνωστον συχνότητα  $\nu_x$  αἱ γνωσταὶ συχνότητες  $\nu_e$ ,  $\nu_m$ ,  $\nu_n$  καὶ παράγονται συγκροτήσεις ραδιομετρικῆς συχνότητος  $\nu_\sigma$ , ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\nu_x = l\nu_e + m\nu_m + n\nu_n \pm \nu_\sigma$$

l, m, n εἶναι αἱ τάξεις τῶν ἁρμονικῶν. Τὸ ἄθροισμα  $l + m + n + 1$  λέγεται τάξις μίξεως<sup>50</sup>.

Παράδειγμα συνθέσεως τριῶν συχνοτήτων (Σύνθεσις τρίτης τάξεως)<sup>50</sup>.

$$\nu_{Ne} = \nu_{Xe} + \nu_{CO} + \nu_\sigma$$

Εἶναι:  $\nu_{Xe} = 147,915 \text{ THz}$      $\nu_{CO} = 48,86 \text{ THz}$      $\nu_\sigma = 0,002355 \text{ THz}$

ἄρα  $\nu_{Ne} = 196,780269 \text{ THz}$ .

Ἡ αὐτὴ συχνότης, προσδιοριθεῖσα διὰ μίξεως τετάρτης τάξεως μὲ τὴν αὐτὴν γραμμὴν τοῦ Xe, διάφορον γραμμὴν τοῦ CO<sub>2</sub> καὶ συχνότητα τοῦ κλύστρου 0,0511745 THz ἔδωσε συγκροτήσεις συχνότητος 0,001043.

$$\text{ἄρα} \quad \nu_{Ne} = 196,780271 \text{ THz} .$$

Ἡ σύγκρισις τῶν ἀποτελεσμάτων τῶν δύο αὐτῶν μετρήσεων δεικνύει τὴν ἀκρίβειαν τῆς μεθόδου. Ἡ ἀκρίβεια ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀκρίβειαν τῆς προτύπου συχνότητος διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῆς  $\nu_\sigma$ , περιορίζεται δὲ ἀπὸ ἔνδεχομένην ἀσάθειαν τῶν λέζερ. Γενικῶς ἡ ἄμεσος μέτρησις συχνοτήτων εἰς τὴν ὀπτικὴν περιοχὴν παρουσιάζει πολλὰς τεχνικὰς δυσχερείας καὶ ἡ μέθοδος εὐρίσκεται ἀκόμη ἐν ἐξελίξει<sup>51</sup>. Ἐν τούτοις συνετέλεσεν ἤδη εἰς τὴν αὐξησιν τῆς ἀκριβείας τῶν φασματοσκοπικῶν μετρήσεων ἀπὸ  $1 : 10^8$ , εἰς  $1 : 10^{10}$  ἐνίοτε δὲ μέχρις  $1 : 10^{12}$ .

#### Σταθεροποίησης τῆς συχνότητος τῶν λέζερ

Ἡ σταθεροποίησης τῆς συχνότητος τῆς ἀκτινοβολίας λέζερ ἐπιτυγχάνεται διὰ τοῦ ἀντιστρόφου βυθίσματος Lamb (σελ. 17) ὡς ἐξῆς: Ἡ δέσμη λέζερ διαβιβάζεται δι' αἰρίου ὑπὸ μικρὰν πίεσιν, τοῦ ὁποῦ μίᾳ φασματικῆ γραμμῇ ἔχει τὴν αὐτὴν συχνότητα. Διὰ τὸ λέζερ He-Ne ἐπὶ παραδειγματι ἐχρησιμοποίηθη ἀρχικῶς τὸ Ne ἐντὸς κυψελίδος, τοποθετημένης εἴτε ἐντὸς τῆς κοιλότητος τοῦ λέζερ εἴτε ἐκτὸς αὐτῆς. Ὄταν ἡ συχνότης ἐκπομπῆς τοῦ λέζερ συμπίπτει ἀκριβῶς μὲ τὴν συχνότητα τῆς γραμμῆς τοῦ Ne, ἡ στενὴ αἰχμὴ τοῦ ἀντιστρόφου βυθίσματος Lamb σχηματίζεται ἀκριβῶς εἰς τὴν κο-



ρουφην τῆς καμπύλης ἐκπομπῆς τοῦ λάζερ. Ἐὰν ὁμοίως μεταβληθῇ ὁ ὀπτικὸς δρόμος τῆς κοιλότητος-ἀντηχείου τοῦ λάζερ, αἱ δύο συχνότητες δὲν συμπίπτουν πλέον καὶ ἡ αἰχμὴ Lamb σχηματίζεται εἰς ἄλλο σημεῖον ἐκτὸς τῆς κορυφῆς. Ἡ ἐπαναφορὰ τοῦ λάζερ εἰς τὴν αὐτὴν συχνότητα γίνεται δι' αὐτομάτου μετατοπίσεως τοῦ ἐνὸς τῶν κατόπτρων τῆς κοιλότητος. Καταλληλότεραι διὰ τὴν σταθεροποίησιν εἶναι γραμμαὶ μοριακῶν φασμάτων. Οὕτω π.χ. ἡ σταθεροποίησις τοῦ λάζερ He-Ne εἰς τὴν γραμμὴν 6328 Å διὰ τοῦ ἀερίου J<sub>2</sub> ἔφθασεν εἰς 10<sup>-12</sup> ἐπὶ χρόνον 100 sec καὶ διὰ τοῦ CH<sub>4</sub> εἰς τὴν γραμμὴν 3390 Å ἀνῆλθεν εἰς 5 × 10<sup>-15</sup><sup>52</sup>. Γενικῶς σήμερον θεωρεῖται τῆς τάξεως μεγέθους 10<sup>-14</sup>, τὸ δὲ πλάτος γραμμῆς λάζερ 0,03 Å περίπου. Ἡ σταθεροποίησις τῆς συχνότητος λάζερ πλὴν τῆς δυνατότητος ἀκριβοῦς μετρήσεως συχνοτήτων ἔχει καὶ ἄλλην μεγάλην σημασίαν, τὴν ἐξῆς: Λάζερ σταθεροποιημένης συχνότητος θὰ καθίστων δυνατόν τὸν καθορισμὸν ἐνιαίου προτύπου διὰ τὸ μῆκος καὶ τὸν χρόνον, τὰ ὅποια σήμερον ὀρίζονται διὰ δύο διαφόρων στοιχείων, τοῦ <sup>86</sup>Kr διὰ τὸ μῆκος (μῆκος κύματος τῆς μεταβάσεως 2p<sub>10</sub>—5d<sup>53</sup> λ=6056, 9 Å) καὶ τοῦ στοιχείου <sup>133</sup>Cs διὰ τὴν συχνότητα (τοῦ χρόνου), λαμβανομένης ὡς προτύπου τῆς συχνότητος τῆς μεταβάσεως μεταξὺ δύο ὑπερλεπτῶν σταθμῶν μὲ F = 4, m<sub>F</sub> = 0 καὶ μὲ F = 3, m<sub>F</sub> = 0 τῆς βασικῆς στάθμης τῆς ὁποίας ἡ σταθερότης εἶναι ἐξαιρετικῶς ὑψηλὴ μὲ σφάλμα μόλις 2 × 10<sup>-14</sup> ἀνά ἡμέραν. Ὡς δευτερεύοντα πρότυπα συχνοτήτων γίνονται δεκτὰ σταθεροποιημένα λάζερ CO<sub>2</sub> εἰς τὴν περιοχὴν 9—12 μm.

## II. ΑΙ ΔΙΑ ΤΟΥ ΛΑΖΕΡ ΠΡΟΟΔΟΙ ΕΙΣ ΤΗΝ ΟΠΤΙΚΗΝ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΝ

Μεταξὺ τῶν πρώτων ἐπιτευγμάτων τῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας εἶναι αἱ βελτιώσεις εἰς τὸν καθορισμὸν τῶν σταθμῶν ἐνεργείας ἀτόμων καὶ μορίων μὲ ἄμεσον συνέπειαν τὴν πολλαπλὴν διαπίστωσιν τῆς μετατοπίσεως Lamb, ὡς ἐπίσης εἰς τὴν μέτρησιν τοῦ πλάτους τῶν φασματικῶν γραμμῶν (τὸ ὅποιον εἰς τινὰς περιπτώσεις ἰσοῦται ἀπλῶς πρὸς τὸ πλάτος τοῦ βυθίσματος Lamb) καὶ τῆς διαρκείας ζωῆς βραχυβίων σταθμῶν ἐνεργείας. Ἄλλ' αἱ πολλαπλαῖ καὶ ταχύταται πρόοδοι τῆς φασματοσκοπίας ἤρχισαν ἀπὸ τοῦ ἔτους 1970 μὲ τὴν ἔκτοτε ραγδαίαν ἐξέλιξιν τοῦ λάζερ, ἀρχικῶς διὰ τῆς ἐμφανίσεως τῶν λάζερ βαφῆς, ρυθμιζομένης συχνότητος, διὰ τῶν ὁποίων διηρύνθησαν τεραστίως αἱ δυνατότητες ἐρεύνης καὶ ἐν συνεχείᾳ διὰ τῆς ἐπιτευχθείσης σταθεροποιήσεως τῆς ἐκπομπῆς των. Λάζερ βαφῆς παράγουν ἀκτινολογίαν οἰασδήποτε συχνότητος εἰς συνεχῆ ἐκπομπὴν ἢ εἰς βραχεῖς παλμούς διαρκείας μερικῶν nsec μὲ περιοχὴν ρυθμίσεως ἑκατοντάδας Angstrom. Σταθεροποιημένης συχνότητος λάζερ ἀποτελοῦν εἰς τὴν ὀπτικὴν περιοχὴν τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ φάσματος πηγὰς ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων μὲ τὴν καθαρότητα καὶ τὴν σταθερότητα τῶν πηγῶν τῶν μικροκυμάτων. Διὰ

σταθεροποιημένων λάζερ έπροσδιορίσθησαν Φυσικαί σταθεραί με άκριβειαν πολύ μεγαλύτερας τάξεως μεγέθους τής προηγουμένης. Μεταξὺ αὐτῶν εἶναι ἡ σταθερά Rydberg καὶ ἡ ταχύτης τοῦ φωτός εἰς τὸ κενόν. Ἡ άκριβής δὲ γνώσις τῶν θεμελιωδῶν Φυσικῶν σταθερῶν εἶναι άπαραίτητος διὰ τὸν έλεγχον τῆς συμφωνίας τῶν πειραματικῶν έξαγομένων με τήν θεωρίαν, διότι άνεξαρτήτως τῶν έκάστοτε βελτιώσεων τῶν πειραματικῶν δεδομένων δι' έφαρμογῆς βελτιωμένων πειραματικῶν διατάξεων καὶ ὀργάνων, τελικῶς ἡ δυνατότης συμφωνίας θεωρίας καὶ πειράματος περιορίζεται άπό τήν άκριβειαν με τήν ὁποίαν εἶναι γνωσταί αἱ ὑπηρερχόμεναι εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς θεμελιώδεις σταθεραί. Ἐπιδιώκεται άκόμη ὁ έλεγχος τῆς σταθερότητος τῶν παγκοσμίων Φυσικῶν σταθερῶν, διὰ τὰς ὁποίας διευτώθη ὑπό τοῦ Dirac ἡ άποψις τῆς δυνατότητος μεταβολῆς των ὡς εκ τῆς διατάσεως τοῦ σύμπαντος. Ἡ διὰ τῆς μῆ γραμμικῆς φασματοσκοπίας άκριβής άνάλυσις τῆς λεπτῆς καὶ ὑπερλεπτῆς δομῆς τῶν φασματικῶν γραμμῶν άτόμων καὶ μορίων κατέστησε δυνατόν τὸν άκριβῆ προσδιορισμὸν μεγεθῶν συνδεομένων με τὰ φάσματα, ὁ ὁποῖος διὰ τῶν συμβατικῶν μεθόδων ἤτο δυσχερῆς καὶ πολλάκις άβέβαιος ἢ καὶ τελείως άδύνατος. Ἐκ τῆς ὑπερλεπτῆς δομῆς τῶν άτομικῶν φασμάτων προκύπτουν άκόμη πληροφοραὶ περι τῆς δομῆς τοῦ πυρῆνος, ένισχυόμεναι εκ τῆς συγκρίσεως τῶν σαφῶς διαχωριζομένων φασμάτων τῶν ἰσοτόπων τοῦ αὐτοῦ στοιχείου. Προσφάτως κατέστη δυνατῆ ἡ φασματικῆ έρευνα λίαν βραχυβίων ραδιενεργῶν ἰσοτόπων, χρόνου ζωῆς τῆς τάξεως τοῦ δευτερολέπτου, ένίστε δὲ καὶ τοῦ 0,001 sec.

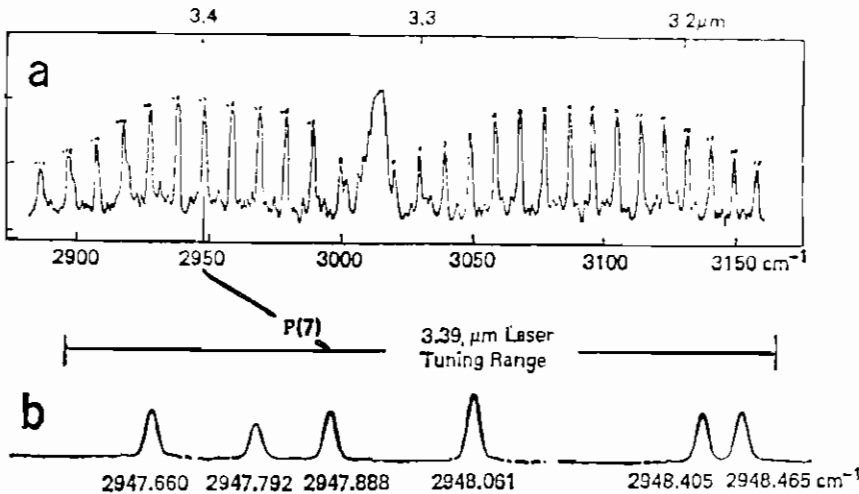
Ἐξαιρετικῶς σημαντικῆ εἶναι ἡ συμβολή τῆς μῆ γραμμικῆς φασματοσκοπίας εἰς προβλήματα τῆς θεωρητικῆς Φυσικῆς. Ὡς άνεφέρθη εἰς τήν εἰσαγωγήν, ἡ μετατόπισις Lamb άπετέλεσε τὸ κύριον κίνητρον διὰ τήν έξέλιξιν τῆς κβαντοηλεκτροδυναμικῆς. Μετὰ τήν πρώτην παρατήρησιν τοῦ Lamb διεπιστώθη καὶ εἰς άλλας ὑδρογονικὰς στάθμας διαφορά ένεργείας άπό τήν ὑπολογιζομένην διὰ τῆς άπλῆς θεωρίας Dirac, έσχάτως δὲ καὶ εἰς τήν βασικὴν στάθμην 1S τοῦ H, διὰ τῆς μεθόδου τῶν δύο φωτονίων (σελ. 38). Εἰς πρόσφατα πειράματα διεπιστώθη επίσης ὁ ὑπό τῆς κβαντοηλεκτροδυναμικῆς προβλεπόμενος άνατροχισμὸς τοῦ πυρῆνος κατὰ τήν εκπομπὴν άκτινοβολίας ὑπό τοῦ άτόμου.

Σύγχρονα πειράματα άπό τὰ ὁποῖα ὅμως δὲν προέκυψαν άκόμη σαφῆ άποτελέσματα, τείνουν εἰς τήν προσπάθειαν ένοποιήσεως άσθενῶν καὶ ἡλεκτρομαγνητικῶν επιδράσεων εἰς μίαν κοινὴν θεωρίαν.

Εἰς τὰ έπόμενα δίδονται χαρακτηριστικὰ τινὰ παραδείγματα τῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας.

## 1. Ἐρευνα εἰς ἄτομα καὶ μόρια

Λίαν χαρακτηριστικὸν παράδειγμα τῆς τεραστίας βελτιώσεως τῶν φασμάτων διὰ τῶν νέων μεθόδων παρέχει ἡ σύγκρισις τῶν φασμάτων τοῦ μορίου τοῦ μεθανίου ( $\text{CH}_4$ ) τῶν ληθφέντων διὰ τῶν συμβατικῶν μεθόδων, μὲ τὰ ληθφέντα διὰ τῆς μεθόδου τῆς μὴ γραμμικῆς φασματοσκοπίας (σχ. 17).

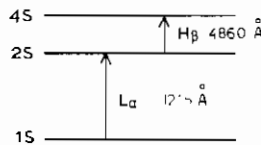


Σχ. 17

Ἡ καμπύλη α παριστᾷ τὸ φάσμα τῆς ὑπερύθρου ταινίας δονήσεως - περιστροφῆς  $\nu_3$ , μέσου μ.κ. 3,3  $\mu\text{m}$ , ἢ ἀριθμοῦ κυμάτων  $3000 \text{ cm}^{-1}$  περίπου, ληθφέν πρὸ πενήντα περίπου ἐτῶν<sup>35</sup> (1935). Ἐκάστη γραμμὴ ἔχει πλάτος 24.000 MHz. Ἡ διακριτικὴ ἰκανότης εἶναι  $10^3$ . Ἡ καμπύλη β παριστᾷ τὴν λεπτὴν δομὴν τῆς γραμμῆς P(7) τῆς αὐτῆς ταινίας (ἀριθ. κυμάτων  $2950 \text{ cm}^{-1}$ ), ληθφείσαν διὰ φράγματος περιθλάσεως, παρέχοντος τὴν δυνατότητα ὑψηλῆς διακριτικῆς ἰκανότητος εἰς τὴν συμβατικὴν φασματοσκοπίαν. Ἡ διακριτικὴ ἰκανότης εἶναι  $10^5$ . Ἐκάστη γραμμὴ ἔχει μόνον τὸ πλάτος Doppler, 260 MHz. Ἡ καμπύλη γ ἐλήφθη διὰ μεθόδου τῆς μὴ γραμμικῆς φασματοσκοπίας καὶ συγκεκριμένως διὰ τοῦ ἀντιστρόφου βυθίσματος Lamb μὲ λέζερ ρυθμιζομένης συχνότητος. Δίδει τὴν λεπτὴν δομὴν τῆς συνιστώσας  $\lambda = 2947,888$ . Ἐκάστη αἰχμὴ ἔχει πλάτος 400 KHz. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικῶν πεδίου ἡ αὐτὴ γραμμὴ ἀναλύεται εἰς συνιστώσας (φαινόμενον Stark) εἰς τὰς ὁποίας ἡ διακριτικὴ ἰκανότης εἶναι  $10^7$ , κατὰ τέσσαρας τάξεις μεγέθους μεγαλύτερα τῆς εἰς τὴν καμπύλην α.

Δεύτερον έντυπωσιακόν παράδειγμα αποτελοῦν αἱ έρυθραὶ γραμμαῖ  $H_{\alpha}$  καὶ  $D_{\alpha}$  τῆς σειρᾶς Balmer τῶν ἀτόμων τοῦ ὕδρογονοῦ καὶ τοῦ δευτερίου, αἱ ὁποῖαι λαμβανόμεναι διὰ τῶν συμβατικῶν μεθόδων ἔχουν, ὡς ἐκ τοῦ μικροῦ ἀτομικοῦ βάρους τῶν ἀτόμων  $H$  καὶ  $D$ , πολὺ μεγάλην διαπλάτυνσιν Doppler. Ἀπηλλαγμέναι τῆς διαπλάτυνσεως ἐλήφθησαν διὰ τῆς μεθόδου τῆς φασματοσκοπίας κόρου με̄ λάζερ βαφῆς. Ἀνελύθη ἡ λεπτὴ δομὴ τῆς  $H_{\alpha}$  καὶ διεπιστώθη σαφῶς<sup>54</sup> ἡ μετατόπισις Lamb τῆς στάθμης  $n = 2$ . Ἐκ τῆς ἀκριβοῦς δὲ μετρήσεως τῶν μηκῶν κύματος τῶν συνιστωσῶν προσδιωρίσθη ἡ σταθερὰ Rydberg με̄ ἀκρίβειαν δεκαπλασίαν τῆς προηγουμένης. Σημειωτέον ὅτι τὸ φάσμα τοῦ ἀτομικοῦ ὕδρογονοῦ ἐμελετᾶτο κατ' ἐξοχὴν ἐπὶ πολλὰ ἔτη καὶ ἐξακολουθεῖ ἀκόμη νὰ μελετᾶται, διότι ὡς ἐκ τῆς ἀπλότητός του καθιστᾶ δυνατὴν τὴν ἀκριβῆ λεπτομερῆ σύγκρισιν τῶν πειραματικῶν δεδομένων με̄ τὴν θεωρίαν. Οὕτως ἀπὸ νεωτέρας ἀκριβεστέρας μετρήσεως τοῦ ὕδρογονικοῦ φάσματος ἐβελτιώθη ἡ ὑπολογισθεῖσα τιμὴ τῆς σταθερᾶς Rydberg εἰς τὸ τριακονταπλάσιον<sup>55</sup>.

Εἰς πρόσφατον ἔρευναν τῶν αὐτῶν γραμμῶν οἱ Wieman καὶ Hänsch, βελτιώσαντες τὴν τεχνικὴν προηγουμένων ἐργασιῶν των<sup>4,31</sup> προσδιώρισαν με̄ ἀκρίβειαν τὴν μετατόπισιν Lamb τῆς βασικῆς στάθμης  $1S$  τοῦ  $H$  καὶ τοῦ  $D$ , ἡ ὁποῖα, μολοντί συμφώνως πρὸς τὴν θεωρίαν, εἶναι ὀκταπλασία τῆς μετατοπίσεως τῆς  $2S$  δὲν εἶχεν εὑρεθῆ προηγουμένως ἐκ τῆς μετρήσεως τῶν  $\mu$ . κύματος αὐτῶν, ὡς ἐκ τῆς μεγάλης διαπλάτυνσεως Doppler. Εἰς τὴν ἐργασίαν αὐτὴν εἰς τὴν ὁποίαν ἐφηρμόσθη ἡ διὰ δύο φωτονίων μέθοδος, συγκρίνεται ἡ ἐνέργεια τῆς μεταβάσεως  $2S-4S$  ( $H_{\beta\lambda}=4860\text{A}$ ) με̄ τὴν ἐνέργειαν τῆς  $1S-2S$ , ἐκ τῆς ὁποίας προκύπτει ἡ γραμμὴ  $L_{\alpha}$  τῆς σειρᾶς Lyman τοῦ  $H$  ( $\lambda = 1215\text{A}$ ) σχ. 18.



Σχ. 18

Πρὸς τοῦτο λάζερ βαφῆς ἐκπέμπον εἰς  $\mu$ .κ.  $4860 \text{ A}$ , διηγείρει τὴν  $H_{\beta}$ . Συγχρόνως δὲ διὰ διπλασιασμοῦ τῆς συχνότητος τοῦ αὐτοῦ λάζερ, διηγέρθη διὰ τῆς ἀπορροφῆσεως δύο φωτονίων ἡ  $L_{\alpha}$ . Συμφώνως πρὸς τὴν θεωρίαν τοῦ Bohr ἡ ἐνέργεια τῆς μεταβάσεως  $2S-4S$  θὰ ἔπρεπε νὰ ἦτο ἀκριβῶς ἴση πρὸς τὸ  $1/4$  τῆς ἐνεργείας τῆς  $1S-2S$ , ἐφ' ὅσον ὁ λόγος τῶν  $\mu$ .κ. τῶν δύο γραμμῶν εἶναι  $4:1$ .

Ἐάν τοῦτο ἦτο ὀρθόν, αἱ δύο γραμμαὶ θὰ παρατηροῦντο μὲ τὴν αὐτὴν βασικὴν συχνότητα τοῦ λάζερ. Τοῦτο ὅμως δὲν ἐπαληθεύεται διὰ τοῦ πειράματος καὶ ὁ ἀκριβὴς προσδιορισμὸς τῆς διαφορᾶς τῶν δεδωμένων θεωρίας καὶ πειράματος δίδει μὲ ἀκρίβειαν τὴν μετατόπισιν  $\Lambda_{mb}$  τῆς στάθμης 1S ἴσην πρὸς  $8159,2 \pm 29,0$  MHz., ἡ δὲ θεωρητικὴ τιμὴ τῆς, κατὰ τὴν κβαντοηλεκτροδυναμικὴν εἶναι  $8149,43 \pm 0,8$  MHz. Ἡ ἰσοτοπικὴ διαφορὰ τῆς μετατοπίσεως  $\Lambda_{mb}$  μεταξὺ τῶν ἀτόμων H καὶ D εἰς τὴν αὐτὴν στάθμην εὐρέθῃ  $670992,3$ , ἀρκετὰ σύμφωνος μὲ τὴν θεωρητικὴν τιμὴν  $670991,96$ . Ἡ ἀκριβὴς μέτρησις αὐτῆς θὰ δώσῃ νέαν ἀκριβεστέραν τιμὴν τοῦ λόγου τῶν μαζῶν τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ τοῦ πρωτονίου.

Τὴν πράγματι ἐκπληκτικὴν δυνατότητα τῶν νέων φασματοσκοπικῶν μεθόδων προβάλλει μία ἀκόμη λίαν πρόσφατος ἐργασία (1983) εἰς τὴν ὁποίαν ἐπετεύχθη ἡ διαπίστωσις τῆς μετατοπίσεως  $\Lambda_{mb}$  εἰς τὴν στάθμην 1S τοῦ ἀτόμου τοῦ ποζιτρονίου, ἀκόμη ἀπλουστέρου τοῦ ἀτόμου τοῦ ὕδρογόνου. Πρὸς ἐκτίμησιν τῆς ἀξίας τοῦ ἐπιτεύγματος τούτου ἀρκεῖ νὰ ὑπονοηθῇ ὅτι τὰ ἄτομα τοῦ ποζιτροπίου ἐκμηδενίζονται εἰς χρόνον μικρότερον τοῦ  $1/7$  sec μετὰ τὸν σχηματισμὸν των, ἐκπέμποντα ἀκτινοβολίαν  $\gamma$ .

#### *Ἀπλούστευσις πολυπλόκων φασμάτων*

Μέθοδοι τῆς μὴ γραμμικῆς φασματοσκοπίας εἶναι δυνατόν νὰ ἐπιτύχουν τὴν ἀπλούστευσιν πολυπλόκων ἀτομικῶν καὶ μοριακῶν φασμάτων. Τοῦτο ἔχει ἰδιαιτέραν σημασίαν διὰ τὰ μοριακὰ φάσματα τὰ ὅποια εἶναι λίαν πολυπλοκα, ἀκόμη καὶ εἰς τὰ ἀπλούστερα διατομικὰ μόρια. Π.χ. ἐνῶ τὸ ἄτομον τοῦ Na ἔχει δύο μόνον γραμμὰς εἰς τὴν ὄρατὴν περιοχὴν τοῦ φάσματος, τὸ διατομικὸν μόριόν του ἔχει χιλιάδας γραμμῶν εἰς τὴν αὐτὴν περιοχὴν. Τοῦτο διότι εἰς ἐκάστην ἠλεκτρονικὴν στάθμην ἀντιστοιχοῦν πολλαὶ στάθμαι δονίσεως καὶ περιστροφῆς. Συνεπεία τούτου φασματικαὶ γραμμαὶ προερχόμεναι ἀπὸ διαφόρους στάθμας συμβαίνει νὰ ἔχουν σχεδὸν τὰ αὐτὰ μήκη κύματος. Μία τῶν μεθόδων ἀπλούστευσεως τοῦ φάσματος εἶναι ἡ ἀκόλουθος<sup>58</sup>.

Διὰ τοῦ ἰσχυροῦ *μονοχρωματικοῦ* φωτὸς ρυθμιζομένου λάζερ εἶναι δυνατόν νὰ διεγερθῇ ἀκριβῶς μία μόνον γραμμὴ καὶ ἐπομένως νὰ ἐμπλουτισθῇ εἰς μόρια *μία* διεγερμένη στάθμη. Ἐκ τῆς διεγερμένης αὐτῆς στάθμης ἐκπέμπονται, ὡς ἐκ τῶν κανόνων ἐπιλογῆς, ὀλίγα μόνον γραμμαὶ ἀπὸ ἐκάστην στάθμην δονήσεως, ἐκεῖναι τῶν ὁποίων ὁ κβαντικὸς ἀριθμὸς περιστροφῆς  $J$  τῆς ἀνωτέρας στάθμης διαφέρει ἀπὸ τὸν τῆς κατωτέρας κατὰ  $+1,0$ ,  $-1$ . Δευτέρα νεωτέρα (1976) μέθοδος εἶναι ἡ διὰ τοῦ λάζερ ἐλάττωσις τοῦ πληθυσμοῦ μιᾶς ἐπηγεγείσης κατωτέρας στάθμης διὰ τοῦ κορεσμοῦ μιᾶς ἐπιλε-

γείσης γραμμής απορροφήσεως. Ἡ ἐλάττωσις αὐτῆ τοῦ πληθυσμοῦ συνεπάγεται τὴν ἰσχυρὰν ἐξασθένησιν τῶν ἐκ τῆς στάθμης αὐτῆς γραμμῶν ἀπορροφήσεως<sup>59</sup>.

### Διαχωρισμός ἰσοτόπων

Ὁ διαχωρισμὸς ἰσοτόπων στοιχείων ὑπῆρξε μεταξὺ τῶν πρώτων ἀποκαλύψεων τῶν δυνατοτήτων τῆς διὰ λέζερ φασματοσκοπίας. Τὰ πρώτα σχετικὰ πειράματα ἔγιναν εἰς τὸ στοιχεῖον  $\text{Ne}^{60}$  μὲ λέζερ  $\text{He-Ne}$ , περιέχον εἴτε μόνον τὸ ἰσότοπον  $^{20}\text{Ne}$ , εἴτε μίγμα τῶν ἰσοτόπων  $^{20}\text{Ne}$  καὶ  $^{22}\text{Ne}$ .

Διηρευνηθὴ διὰ τῆς μεθόδου TLS ἢ ἐξερχομένη ἐκ τοῦ λέζερ αὐτόματος γραμμῆ τοῦ  $\text{Ne } 2P_4 - 1S_4$  ( $\lambda = 0,61 \mu\text{m}$ ), ἡ ὁποία εἶναι συνεζευγμένη μὲ τὴν  $2S_2 - 2P_4$  τοῦ λέζερ διὰ τῆς κοινῆς στάθμης  $2P_4$ . Ἡ διαπλάτυσις Doppler τῆς γραμμῆς αὐτῆς εἶναι 4090 MHz καὶ καλύπτει πλήρως τὴν ἰσοτοπικὴν μετατόπισιν, ἡ ὁποία ἐλήφθη ὅταν ἡ συχνότης τῆς ἐκπομπῆς τοῦ λέζερ ἐρυθμίσθη εἰς τὸ κέντρον τῆς ἐκπομπῆς τοῦ  $^{20}\text{Ne}$ , διὰ μεταβολῆς τῶν διαστάσεων τῆς κοιλότητος - ἀντηχείου. Ἡ πρώτη τῶν τριῶν αἰχμῶν προέρχεται ἀπὸ τὸ ἰσότοπον  $^{20}\text{Ne}$ , αἱ δὲ δύο ἄλλαι ἀπὸ τὸ ἰσότοπον  $^{22}\text{Ne}$ . Τὸ κέντρον τῆς γραμμῆς τοῦ  $^{22}\text{Ne}$  κεῖται μεταξὺ τῶν δύο αὐτῶν αἰχμῶν. Οὕτως ἐμετρήθη ἀπ' εὐθείας ἡ ἰσοτοπικὴ μετατόπισις τῶν δύο ἰσοτόπων τοῦ  $\text{Ne}$ , διὰ τὴν γραμμὴν  $0,61\mu\text{m}$ , εὐρέθη δὲ ἴση πρὸς  $1706 \pm 30 \text{ MHz}$ , πολὺ μικροτέρα τῆς διαπλατύσεως Doppler. Ἀκόμη μικροτέρα εἶναι ἡ ἰσοτοπικὴ μετατόπισις τῆς γραμμῆς  $1,15\mu\text{m}$ , ἴση πρὸς  $257 \pm 8 \text{ MHz}$ .

### \*Ἐρευνα τοῦ πυρῆνος

Ἡ ἀνάλυσις τῆς ὑπερλεπτῆς δομῆς τῶν ἀτομικῶν φασμάτων δίδει ἐπίσης πληροφορίας περὶ τῆς πυρηνικῆς δομῆς, ὡς ἐκ τῆς ἀλληλεπιδράσεως φωτιστικῶν ἠλεκτρονίων καὶ πυρῆνος. Ἀπὸ πολλῶν ἐτῶν ἤδη μετρήσεις τῆς ὑπερλεπτῆς δομῆς διὰ τῆς ὑψηλῆς διακριτικῆς ἰκανότητος συμβολομετρικῶν μεθόδων τῆς κλασσικῆς φασματοσκοπίας ἔδωσαν ἀξιόπιστα στοιχεῖα περὶ τῶν πυρηνικῶν σπῖν καὶ περὶ ἠλεκτρονικῶν καὶ μαγνητικῶν πολυπολικῶν ροπῶν. Τὸ ὀπτικὸν φάσμα, προκύπτον ἀπὸ τὰ φωτιστικὰ ἠλεκτρόνια, καθορίζεται κυρίως ἀπὸ τὸ μονοπολικὸν πεδίου Coulomb τοῦ πυρηνικοῦ φορτίου, ἀποφρασσομένου ἐν μέρει ἀπὸ τὰ ἐσωτερικὰ ἠλεκτρόνια τοῦ ἀτόμου, ἡ δὲ ὑπερλεπτὴ δομὴ προκαλεῖται ἀπὸ πεδία ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν διπόλων (ἢ πολυπόλων) τῶν ὁποίων ἡ ἐπίδρασις εἶναι κατὰ 5 ἕως 6 τάξεις μεγέθους ἀσθενεστέρα τῆς τοῦ πεδίου Coulomb. Τῆς αὐτῆς τάξεως διαφο-

ραϊ ἐπιδράσεων παρουσιάζονται μεταξύ τῶν φασμάτων τῶν ἰσοτόπων τοῦ αὐτοῦ στοιχείου, ὡς ἐκ τῆς διαφόρου κατανομῆς τοῦ πυρηνικοῦ φορτίου. Ἡ διάφορος αὕτη κατανομή, καθὼς καὶ ἡ κίνησις τοῦ πυρῆνος περὶ τὸ κέντρον μάζης τοῦ συστήματος «πυρῆν - ἠλεκτρόνια» προκαλεῖ διαφορὰς τῆς ἐπιδράσεως τοῦ πυρῆνος ἀπὸ ἰσοτόπου εἰς ἰσότοπον τοῦ αὐτοῦ στοιχείου, ἐκδηλουμένας διὰ τῆς σχετικῆς πρὸς ἀλλήλας μετατοπίσεως τῶν ὑπερλεπτῶν σταθμῶν εἰς διάφορα ἰσότοπα. Αἱ μετατοπίσεις δὲ αὐταὶ δίδουν πληροφορίας περὶ τῆς μεταβολῆς τῆς ἀκτίνος τοῦ πυρῆνος, συναρτῆσαι τοῦ ἀριθμοῦ τῶν νετρονίων τὰ ὅποια περιέχει. Συστηματικαὶ μελέται τῶν φαινομένων αὐτῶν εἰς μακρὰν σειρὰν ἰσοτόπων, δυνάμεναι νὰ δώσουν περισσότερα στοιχεῖα περὶ τῆς δομῆς τοῦ πυρῆνος, χρειάζονται μετρήσεις μὲ ραδιενεργοὺς πυρῆνας. Τοιαῦται μετρήσεις, γινόμεναι ἀμέσως μετὰ τὸν σχηματισμὸν λίαν βραχυβίων ἀσταθῶν ἰσοτόπων, χρόνου ζωῆς τῆς τάξεως τοῦ δευτερολέπτου ἢ καὶ μικροτέρου κατέστησαν τελευταίως δυνατὰί<sup>61</sup>. Ἰδιαίτερος ἐνδιαφέρουσα σειρὰ ἀποτελεσμάτων εἶναι ἡ τῶν ἰσοτόπων τοῦ Hg ἀπὸ  $A = 181$  ἕως  $A = 206$ , ἡ ὅποια περιλαμβάνει εἴκοσι πέντε ἰσότοπα καὶ ὀκτὼ ἰσομερῆ. Ἐκ τῆς μελέτης τῆς σειρᾶς αὐτῆς εὐρέθη ὅτι ἡ μεταβολὴ τῆς ἀκτίνος τοῦ πυρηνικοῦ φορτίου ἀκολουθεῖ σχεδὸν εὐθείαν γραμμὴν μεταξύ τῶν ἰσοτόπων 186 καὶ 201<sup>61</sup>. Τοῦτο ἀποδίδεται εἰς κανονικὴν συστολὴν τοῦ πυρηνικοῦ φορτίου, συνοδευομένην ἀπὸ μικρὰν μεταβολὴν τοῦ σχήματός του ἀπὸ σφαιρικοῦ εἰς ἐλαφρῶς πεπλατυσμένον. Οἱ πυρῆνες ἰσοτόπων μικροτέρου ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ εἶναι σαφῶς χωρισμένοι εἰς δύο ομάδας τελείως διαφόρων σχημάτων. Τοῦτο εἶναι συνέπεια πολυπλόκου ἀντισταθμίσεως τῆς συμμετοχῆς τῆς ἐνεργείας συνδέσεως νετρονίων καὶ ποζιτρονίων εἰς τὴν ὅλικήν ἐνέργειαν. Εἰς τὸ πρότυπον φλοιῶν τοῦ πυρῆνος τὰ πρωτόνια εἶναι παρὰ τὸ πέρασ ἐνὸς φλοιοῦ καὶ τείνουν νὰ προδώσουν σφαιρικὸν σχῆμα εἰς τὸ πυρηνικὸν φορτίον, ἐνῶ τὰ νετρόνια εἰς τοὺς πολὺ ἐλαφρεῖς (μὲ μειωμένον ἀριθμὸν νετρονίων) πυρῆνας εἶναι εἰς τὸ μέσον τοῦ φλοιοῦ καὶ τείνουν νὰ δώσουν εἰς τὸ πυρηνικὸν φορτίον ὠοειδὲς σχῆμα.

### *Προσδιορισμὸς θεμελιωδῶν Φυσικῶν σταθερῶν*

#### *Ἡ ταχύτης τοῦ φωτός*

Ἡ ταχύτης τοῦ φωτός εἰς τὸ κενὸν ἦτο μέχρι πρό τινας μία ἀπὸ τὰς θεμελιώδεις σταθερὰς τὰς γνωστὰς μὲ τὴν μικροτέραν ἀκρίβειαν. Σήμερον ἐν τούτοις εἶναι ἡ ἀκριβέστερον προσδιορισθεῖσα, χάρις εἰς τὴν δυνατότητα τῆς συγχρόνου μετρήσεως τῆς ἀπολύτου συχνότητος καὶ τοῦ μήκους κύματος τῆς μονοχρωματικῆς ἀκτινοβολίας σταθεροποιημένου λάζερ. Διὰ τῆς νέας μεθόδου μετρεῖται μὲ ἀκρίβειαν ἑκατονταπλασίαν τῆς προηγουμένης<sup>62</sup>.

Ἡ CCDM (Comité Consultatif pour la Définition du Mètre) ἔχουσα ὑπ' ὄψιν παλαιότερας καὶ νεωτέρας μετρήσεις διὰ τῆς νέας μεθόδου συνιστᾷ τὴν τιμὴν  $c = 299.792,458 \frac{\text{Km}}{\text{sec}} \pm 0,004$  διὰ τὴν μέτρησιν ἀποστάσεων ἐκ τῆς μετρήσεως τοῦ χρόνου μεταδόσεως φωτεινοῦ σήματος, διὰ τὴν τιμὴν τῆς  $c$  εἰς τύπους θεμελιωδῶν σταθερῶν καὶ διὰ τὴν μετατροπὴν συχνότητος εἰς μῆκη κύματος. Διὰ δὲ τὸν καθορισμὸν τοῦ μέτρου συνιστᾷ τὴν σύγκρισιν αὐτοῦ μὲ τὸ μῆκος κύματος εἰς τὸ κενὸν τῆς ἐκπομπῆς τοῦ λάζερ  ${}^2\text{He} - {}^{20}\text{Ne}$  632991, 399  $\mu\text{m}$ , σταθεροποιημένου διὰ  ${}^{127}\text{J}_2$ .

Νέος ὀρισμὸς τοῦ μέτρου. Ἐκ τῶν προηγουμένων προκύπτει ἡ δυνατότης τῶν ἐξῆς δύο διαφορῶν ὀρισμῶν ἑνὸς νέου προτύπου μήκους.

1. Λαμβάνονται, ὅπως, προηγουμένως, δυὸ χωριστὰ πρότυπα μήκους καὶ χρόνου, ἀλλὰ μὲ τὸν ἐξῆς νέον ὀρισμὸν τοῦ μέτρου:  $1\text{m}$  ἰσοῦται μὲ  $\frac{1}{\lambda}$   $\mu$ . κύματος εἰς τὸ κενὸν τῆς ἀκτινοβολίας ἑνὸς σταθεροποιημένου λάζερ, ἀντὶ τῆς τοῦ  ${}^{86}\text{Kr}$ . Ὡς κατάλληλοι ἀκτινοβολοὶ πρὸς τοῦτο θεωροῦνται αἱ  $\nu = 88 \text{ THz}$ ,  $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ , ἀνήκουσα εἰς τὸ ὑπέρυθρον τοῦ λάζερ He - Ne, σταθεροποιημένου διὰ  $\text{CH}_4$ , εἴτε ἡ  $\nu = 474 \text{ THz}$   $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$  τῆς ὀρατῆς περιοχῆς τοῦ αὐτοῦ λάζερ, σταθεροποιημένου διὰ  ${}^{122}\text{J}_2$ .

Ἡ γραμμὴ  $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$  τοῦ λάζερ He - Ne λαμβάνεται ὡς ἐξαιρετικὸν δευτερεῦον πρότυπον συχνότητος μετὰ τὸ  ${}^{137}\text{Cs}$ .

2. Τὸ μέτρον ὀρίζεται ὡς ὀρισμένον κλάσμα τῆς ἀποστάσεως τὴν ὁποίαν διανύει εἰς τὸ κενὸν τὸ φῶς ἐντὸς ἑνὸς δευτερολέπτου<sup>93</sup>.

Οὕτω θὰ ἦτο δυνατόν νὰ χρησιμοποιεῖται μόνον ἓν, ἐνοποιημένον πρότυπον διὰ τὴν συχνότητα, τὸν χρόνον καὶ τὸ μῆκος\*. Πρὸς τοῦτο ἐν τούτοις εἶναι ἀνάγκη ἀπλουστεύσεως τῆς μεθόδου μετρήσεως συχνότητων, σκοπὸς πρὸς τὸν ὁποῖον τείνουν πολλαὶ σύγχρονοι ἐργασίαι.

### \*Ἐλεγχος τῆς σταθερότητος τῶν θεμελιωδῶν Φυσικῶν σταθερῶν

Ἡ ἀκρίβεια τῶν φασματοσκοπικῶν μετρήσεων ἀνοίγει τὸν δρόμον διὰ τὸν ἔλεγχον τῆς ὑπὸ τοῦ Dirac διατυπωθείσης ἀπόψεως καθ' ἣν αἱ θεμελιώδεις Φυσικαὶ σταθεραὶ εἶναι δυνατόν νὰ μεταβάλλωνται σὺν τῷ χρόνῳ, ὡς ἐκ τῆς διατάσεως τοῦ σύμπαντος.

Μία τῶν θεμελιωδῶν Φυσικῶν σταθερῶν εἶναι π.χ. ὁ λόγος τῶν μαζῶν  $m$  τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ  $M$  τοῦ πρωτονίου. Ὁ λόγος  $\frac{M}{m}$  συνδέεται μὲ τὴν

\* Ἐπειδὴ σημειωθῆ ὅτι ἡ πρώτη σχετικὴ πρότασις ἐγένετο ἀπὸ τὸν λόρδον Kelvin (1879).



συχνότητα δονήσεως και περιστροφής μορίου δια της σχέσεως.

$$\left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} = \frac{\nu \text{ δονήσεως}}{\nu \text{ περιστροφής}} \text{ του μορίου,}$$

συμφώνως πρὸς τὴν ὁποίαν ἡ ἀκριβὴς σύγκρισις τῶν συχνότητων δύο λάζερ σταθεροποιημένων με γραμμὰς περιστροφῆς καὶ δονήσεως διὰ μακρὸν χρονικὸν διάστημα εἶναι θεωρητικῶς δυνατὸν νὰ δώσουν πληροφορίας διὰ τὴν σταθερότητα τοῦ λόγου  $\frac{M}{m}$ . Πρὸς τοῦτο ὁμως χρειάζεται σταθερότης τῆς συχνότητος τῶν λάζερ με ἀκρίβειαν μεγαλυτέραν τοῦ  $10^{-11}$  ἐπὶ ἓνα μῆνα καὶ ἡ δυνατότης μετρήσεως τῶν ἀπολύτων συχνότητων των με τὴν αὐτὴν ἀκρίβειαν.

### \*Ελεγχος Φυσικῶν θεωριῶν

Ὡς ἀνεφέρθη εἰς τὴν εἰσαγωγὴν, ἡ μέτρησις τῆς μετατοπίσεως Lamb εἰς τὴν βασικὴν στάθμην τοῦ H, ὑπῆρξεν ἐν ἐκ τῶν κυρίων ἐλατηρίων διὰ τὴν ἐξέλιξιν τῆς κβαντοηλεκτροδυναμικῆς. Αἱ δὲ ἐπακολουθήσασαι νεώτεραι μετρήσεις εἰς πολλὰς ὑδρογονικὰς στάθμας ἀπετέλεσαν τὸν ἀκριβέστερον ἔλεγχον τῆς θεωρίας. Ἡ χάρις εἰς τὴν ἐξαιρετικὴν λεπτότητα καὶ τὴν σταθερότητα τῶν διὰ τῶν μεθόδων τῆς μὴ γραμμικῆς διὰ λάζερ φασματοσκοπίας, ἐπιτευχθεῖσα ἀκρίβεια τῶν φασματικῶν μετρήσεων, ἐπέτρεψε τὴν παρατήρησιν καὶ τὴν μέτρησιν ρελατιβιστικῶν καὶ κβαντικῶν φαινομένων τὰ ὁποῖα συνοδεύουν τὴν ἐκπομπὴν ἢ τὴν ἀπορρόφησιν ὀπτικῶν φωτονίων, ὡς πχ. τὸν ἀνατροχισμὸν τοῦ ἐκπέμποντος ἀτόμου<sup>84</sup> καὶ τὴν, συμφώνως πρὸς τὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος, μετατόπισιν τῶν φασματικῶν γραμμῶν πρὸς τὸ ἐρυθρὸν, τὸ δευτέρας τάξεως φαινόμενον Doppler, συνεπεῖα τῆς ρελατιβιστικῆς ἐλαττώσεως τοῦ χρόνου, ἐξαρτωμένην ἀπὸ τὴν ἀπόλυτον ταχύτητα τοῦ ἀτόμου. Θεωρεῖται ἐπίσης ὅτι θὰ καταστῇ δυνατὴ ἡ μέτρησις τῆς μικρᾶς διαφορᾶς ἐνεργείας μεταξὺ τῶν αὐτῶν σταθμῶν δύο μορίων τῶν ὁποίων τὸ ἐν εἶναι κατοπτρικὴ εἰκὼν τοῦ ἄλλου, διαφορᾶς ὀφειλομένης εἰς ἀσθενεῖς ἀλληλεπιδράσεις μεταξὺ ἠλεκτρονίων καὶ νουκλεονίων τοῦ μορίου<sup>85</sup>.

Πειράματα με λάζερ εἰς ἄτομα εἶναι ἐπίσης δυνατὸν νὰ δώσουν σημαντικὰς πληροφορίας ἐπὶ ἑνὸς τῶν σοβαρωτέρων προβλημάτων τῆς Φυσικῆς τῶν στοιχειωδῶν σωματίων, τοῦ τῆς ἐνοποιήσεως ἀσθενῶν καὶ ἠλεκτρομαγνητικῶν δυνάμεων εἰς μίαν κοινὴν θεωρίαν<sup>86</sup>.

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

*Γενική:*

- Letokhov - Chebotayev: Non linear laser spectroscopy  
έκδ. Springer. New York 1977.
- Fundamental and Applied laser Physics. (έκδ. John Wiley και Sons)  
(πρακτικά συνεδρίου του 1971)
- Laser spectroscopy III (σειρά Optical Sciences. Springer 1977  
(πρακτικά του τρίτου διεθνούς συνεδρίου (1977) TICOLS:  
Third International Conference on Laser Spectroscopy (1977))

*Ειδική:*

1. P.B. Stoicheff Laser spectroscopy III σελ. 1
2. W.E. Lamb - B.C. Retherford Phys. Rev. 72 241 1947  
» » 79 549 1950  
» » 81 822 1951  
» » 85 259 1952
3. T.W. Hänsch κ.α. Nature Phy. Sci. 235 63 1972  
» » Phys. Sev. Lett. 32 1366 1974  
» » » 34 307 1975
5. S.A Lee κ.α. » » » 35 1262 1975
6. T.W. Hänsch Phys. today 30 34 1977
7. L.N. Dobretsov κ.α. Naturwiss 16 656 1928
8. K.W. Meissner κ.α. Ann. Physik 28 657 1937
9. S. Ezekiel - R. Weiss Phys. Rev. Lett. 20 91 1968
10. Mac Farlan - Bennet - Lamb Appl. Phys. Lett. 2 189 1963
11. Sjoke - Javan Phys. Rev. Lett. 10 521 1963
12. W.E. Lamb Phys. Rev. A 134 1429-1450 1964
13. J. Brodar - R. Wetter J. Physique 3 250 1967
14. P.H. Lee - M.L. Skolnick Appl. Phys. Lett. 10 303 (1967)
15. Bordé κ.α. C.R. Acad. Sci Paris 271371 (1970)
16. T.W. Hansch κ.α. Phys. Rev. Lett. 27 707 (1971)
17. Hall Bordé κ.α. » » » 37 1339 (1976)
18. W.R. Bennet - V. P. Chebotayev Non linear Laser specteos: σελ. 218  
(Springer Series in Opt. Scier. 4 187 (1977))
19. M. Goepfert - Mayer Ann. d. Physik 9 273 (1931)
20. P.A. Dirac The principles of Quanteem Mecha-  
Mechanics α έκδ. 1930 β έκδ. 1958  
Clarentow Press Onford
21. W. Kaiser C.G.B. Garret Plus. Rev. Lett. 7 229 (1961)
22. F. Biraben κ.α. » » » 32 643 (1974)
23. T.W. Hänsch κ.α. Optic. Comm. 11 50 (1974)
24. M.D. Levenson κ.α. Phys. Rev. Lett. 32 645 (1974)
25. K.K. Bischel κ.α. » » » 34 300 (1975)
26. B. Cagnac κ.α. J. Phys. (Paris) 34 56 (1973)
27. F. Biraben, Cagnac, Rydberg Phys. Lett. 49A 71 (1974)
28. N. Bloemberger κ.α. Phys. Rev. Lett. 32 867 (1974)
29. K.C. Harvey κ.α. » » » » 34 1073 (1975)

30. F. Biraben B. Cagnac C.R. Acad. Sci. Paris 279 Ser. B, 235 (1974)
31. C. Wieman, Hänsch Springer Serin KOp Phy 7 39 (1977)
32. S.A. Lee κ.α. Phys. Rev. Lett. 34 307 (1975)
33. R. Cordover, Javan κ.α. » » » 18 730 (1967)
34. T.W. Ducas Phys. Rev. A5 1036 (1972)
35. V.S. Letokhov Phys. to day 30 23 (1977)
36. Yuan T. Lee and Y Ron Shen » » » » 33 52 (1980)
37. R.V. Abartzumian κ.α. Spr Ser. in Optic. Sc. 7 76 (1977)
38. N. Bloemberger, Tablonovitch » » » 86 (1977)
39. E.K. Graut » » » 94 (1977)
40. C.D. Cantrell » » » 109 (1977)
41. W.E. Lamb » » » 116 (1977)
42. Y.V. Baklanow κ.α. Appl. Phys. 9 171 (1976) και 11, 201
43. N.F. Ramsey Molecular Beams Cbaranton Press Oxford
44. M.M. Salour Bull. Am. Phys. Soc. 21 1245 (1976)
45. » » Phys. Rev. Lett. 38 757 (1977)
46. » » Springer Series in Op. Sci 7 135 (1977)
47. J.C. Bergquist-Lee-Hall » » » » » 142 (1977)
48. T.W. Hänsch » » » » » 149 (1977)
49. A. Javan Fundamental and Applied Laser Physics (1971)  
(πρακτικά του πρώτου συνεδρίου) Ichn Wiley Sons
50. K.M. Evenson κ.α. Springer Ser in Opt. 7 64 (1977)
51. Kenneth Bavird Phys. today 36 52 1983
52. K.M. Evenson κ.α. Spr. Ser. in Opt. 7 56 (1977)
53. R.G. Brewer Fundam. and Appl. Las. Phys. 424 και  
B.P. Stoicheff Spr. Ser. in Opt. Sci 7 3 (1977)
54. A. Schawlow Phys. today 29 46 (1982)
55. J. Goldsmith κ.α. Phys. Rev. Lett. 41 1525 (1978)
56. C. Wiemann-T.W. Hänsch Phys. Rev. A 22 1 (1980)
57. S. Chu-A. Mills Phys. Rev. Lett. 48 1333 (1982)
58. M.H Kaminsky κ.α. » » » 34 683 (1976)
59. R. Teets κ.α. » » » 37 683 (1976)
60. R.H. Cordover κ.α. » » » 18 730 (1967)
61. H.A. Schuessler Phys. today 34 48 (1981)
62. L. Hocker, A. Javan κ.α. Phys. Lett. 29A 321 (1969)
63. K.M. Evenson κ.α. Spr. Ser. in Op. Sci. 7 56 (πίναξ εις σελ. 62)
64. C. Wieman, T.W. Hänsch » » » » 59
65. V.S. Letokhov Phys. Lett. A53 275 (1975)
66. P.G.H. Sanelars Spr. Ser. in Op. Sc. 7 21 (1977)