

Laboratorio di Fisica - A.A. 2020/2021

Docenti: A. Garfagnini - M. Lunardon

Effetto Zeeman

Cerrone Vanessa

1200361

vanessa.cerrone@studenti.unipd.it

Cigagna Simone

1193992

simone.cigagna@studenti.unipd.it

Lai Nicolò

1193976

nicolo.lai@studenti.unipd.it

1 Introduzione

L'effetto Zeeman normale è un fenomeno fisico che consiste nella separazione delle righe di emissione di un atomo eccitato in presenza di un campo magnetico esterno \vec{B} . L'interazione con il campo è riconducibile a onde elettromagnetiche emesse da dipoli oscillanti, per cui il moto orbitale dell'elettrone può essere scomposto in un moto oscillatorio lungo la direzione di \vec{B} ($\Delta m = 0$) e un moto rotatorio destrogiro o levogiro attorno a \vec{B} ($\Delta m = \pm 1$). Nell'esperienza si analizza tale effetto nell'atomo di Neon, studiando la riga spettrale a 585.3 nm data dalla transizione $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, cioè tra stati con spin $S = 0$ e $\Delta L = \Delta J = 1$. Si utilizza lo spettrometro *Zeeman 2* e come sorgente di luce una lampada al Neon a scarica a bagliore alimentata in corrente continua: le incertezze sulle dimensioni dei componenti e degli altri dati di costruzione sono trascurabili rispetto alle incertezze statistiche, mentre l'incertezza relativa sul valore del campo magnetico \vec{B} risulta essere dell'1%.

2 Spettro di emissione del Neon

Calibrazione

Plot dello spettro con Boff

Dire che non cambia niente se Bon (solo intensità o rumore)

Identificare la riga che poi analizziamo

In questa sezione si analizza lo spettro acquisito con il CCD orizzontale e a campo magnetico spento, per individuare la riga di interesse. Si effettua una calibrazione dell'asse x per convertire il numero di pixel in lunghezze d'onda: per fare ciò si effettua un fit lineare delle lunghezze d'onda note delle principali transizioni del neon in funzione del numero di pixel corrispondenti ai picchi.

In Fig.1 si osservano le transizioni nella regione 580-700 nm, in particolare la riga più intensa a 640.2 nm e quella di interesse a 585.3 nm.

In presenza del campo magnetico, lo spettro rimane invariato, a meno dell'intensità della radiazione che aumenta significativamente.

3 Potere risolvante dell'apparato

Lo calcoliamo con Boff

Formule (range utile ecc ecc) (approx luce radente)

Procedura di analisi (indipendenza statistica, picchi a triplette ecc ecc)

Plot con tutti i picchi fittati + finestrella con lo zoom su una tripletta

Stima di R (come quando perchè)

Plot del trend per aberrazione

A campo magnetico spento si vuole determinare il potere risolvante dell'apparato, pari a:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1)$$

In approssimazione di luce radente vale:

$$\Delta\lambda_{r.u.} \simeq \frac{\lambda^2}{2d} \quad (2)$$

4 Fattore di Landè

Lo calcoliamo con Bon lungo la direzione della radiazione (parlare dello splitting di Zeeman)

Formule (range utile + conversione energia + fattore di Landè)

Procedura di analisi (niente fit perchè non vengono)

Plot con tutti i picchi + finestrella con lo zoom su una tripletta

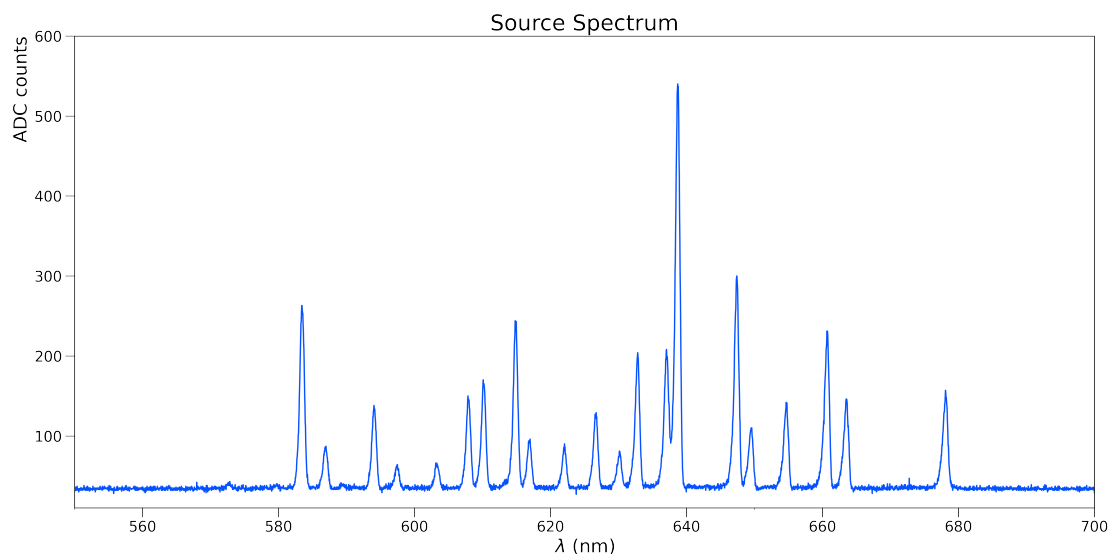


Fig. 1. Spettro del Neon

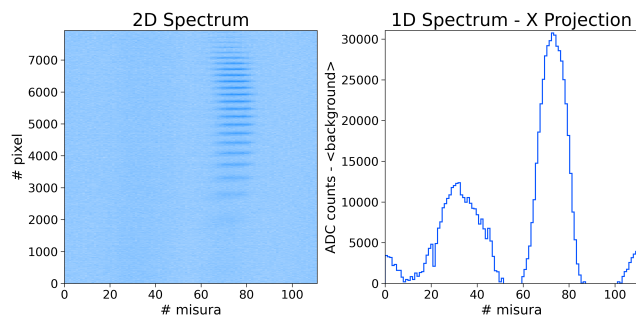


Fig. 2. Spettro bidimensionale B_{off}

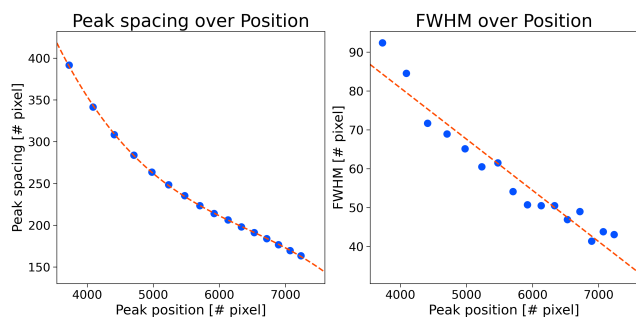


Fig. 3. Spacing trend

Controllare che lo splitting Zeeman non subisca aberrazione pesante

In questa sezione si analizzano i dati con il campo magnetico acceso e osservando la radiazione parallelamente a \vec{B} . Poiché un dipolo non emette lungo la direzione che individua, i termini polarizzati circolarmente corrispondenti a $\Delta m = \pm 1$ hanno intensità maggiore dei termini corrispon-

denti a $\Delta m = 0$. Perciò la transizione centrale è soppressa e si osservano solo le due laterali, separate da $\delta\lambda = 2\Delta\lambda_{zec}$

5 Campo magnetico ortogonale alla radiazione

Un po' di fisica più in dettaglio rispetto all'introduzione (polarizzazione ecc) + aspettative "teoriche" (intensità picchi ecc)

Plot istogrammi sovrapposti

Deduzione configurazioni polarimetro dal plot

Si analizzano i dati acquisiti ruotando il campo magnetico, cioè osservando la radiazione emessa in direzione ortogonale a \vec{B} . In questo caso, i termini associati a $\Delta m = 0$ presentano polarizzazione lineare, mentre quelli relativi a $\Delta m = \pm 1$ sono polarizzati circolarmente in senso orario o antiorario. Ci si aspetta quindi di osservare un tripletto, cioè la formazione di tre righe equispaziate visibili nella direzione di propagazione trasversa al campo. Successivamente, si inserisce un filtro polarizzatore di fronte alla lente condensante, che viene impiegato in due configurazioni, non note a priori. Se il polarizzatore fa passare prevalentemente la componente della luce polarizzata parallelamente alla direzione del campo, allora si osserva una sola riga; se invece, ruotando il filtro, questo fa passare la componente della luce con polarizzazione ortogonale al campo, allora la transizione centrale viene soppressa e si osservano solamente i due picchi laterali. Conseguentemente ci si aspetta che l'intensità della radiazione sia significativamente ridotta con l'inserimento del filtro polarizzatore. In Fig.7 è riportata la proiezione sull'asse y dello spettro bidimensionale, nelle tre configurazioni precedentemente descritte. Si nota che, in generale, l'apparato non permette di risolvere sufficientemente bene le transizioni: questo è particolarmente evidente in assenza del filtro, in quanto non è possibile distinguere i tre picchi di interferenza distinti che

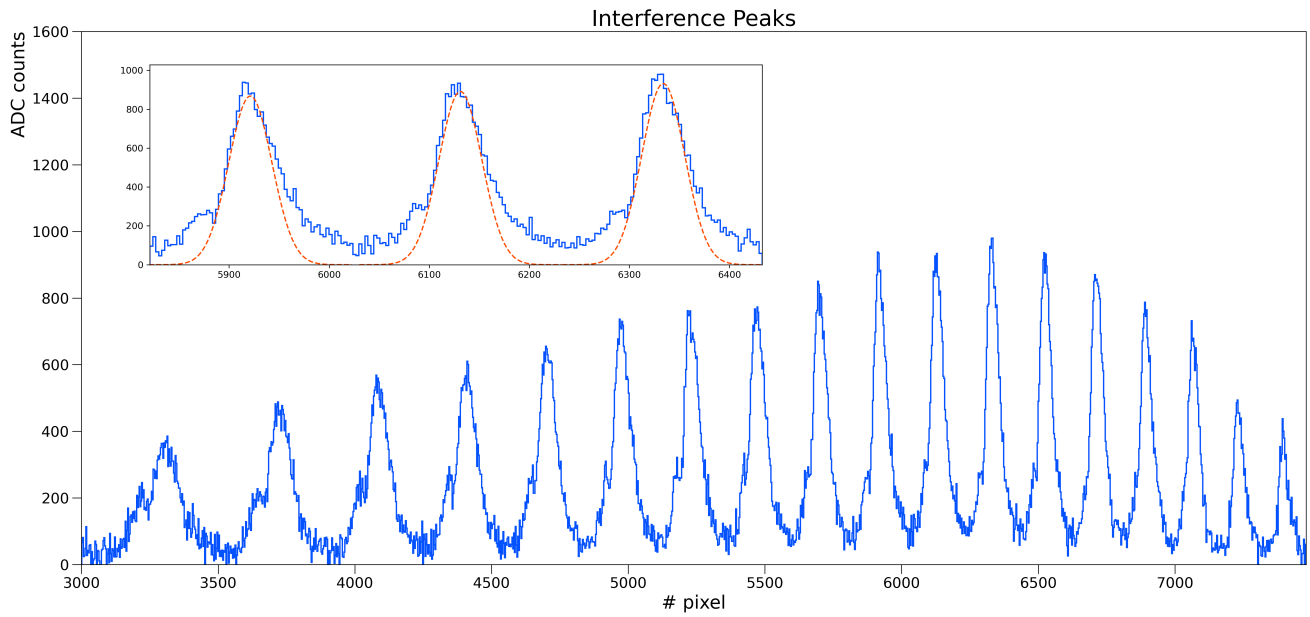


Fig. 4. Proiezione sull'asse y B_{off}

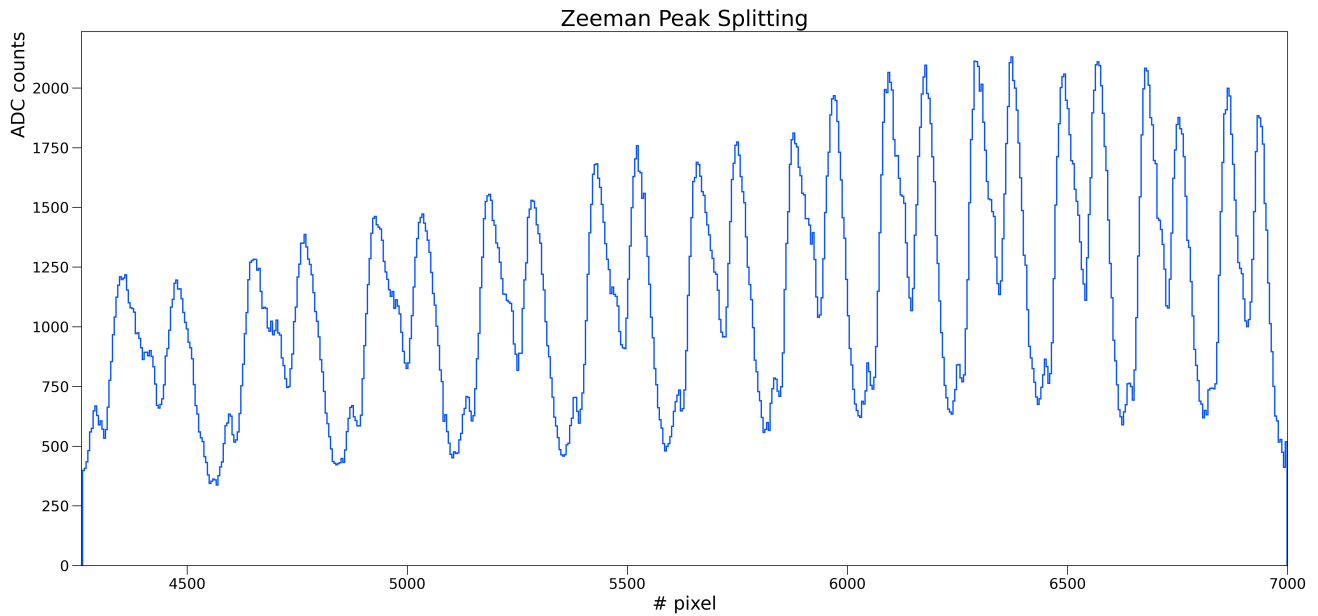


Fig. 5. Proiezione sull'asse y B_{on}

ci si aspetterebbe. Inoltre, si osserva che nella prima configurazione lo spettro è caratterizzato dalla presenza di un unico picco, mentre nella seconda da un doppietto: da ciò si deduce che nel primo caso il polarizzatore è posto lungo la direzione del campo, mentre nella seconda è ruotato di 90 gradi.

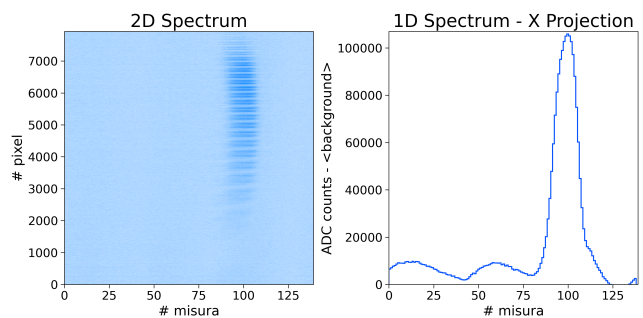


Fig. 6. Spettro bidimensionale B_{on}

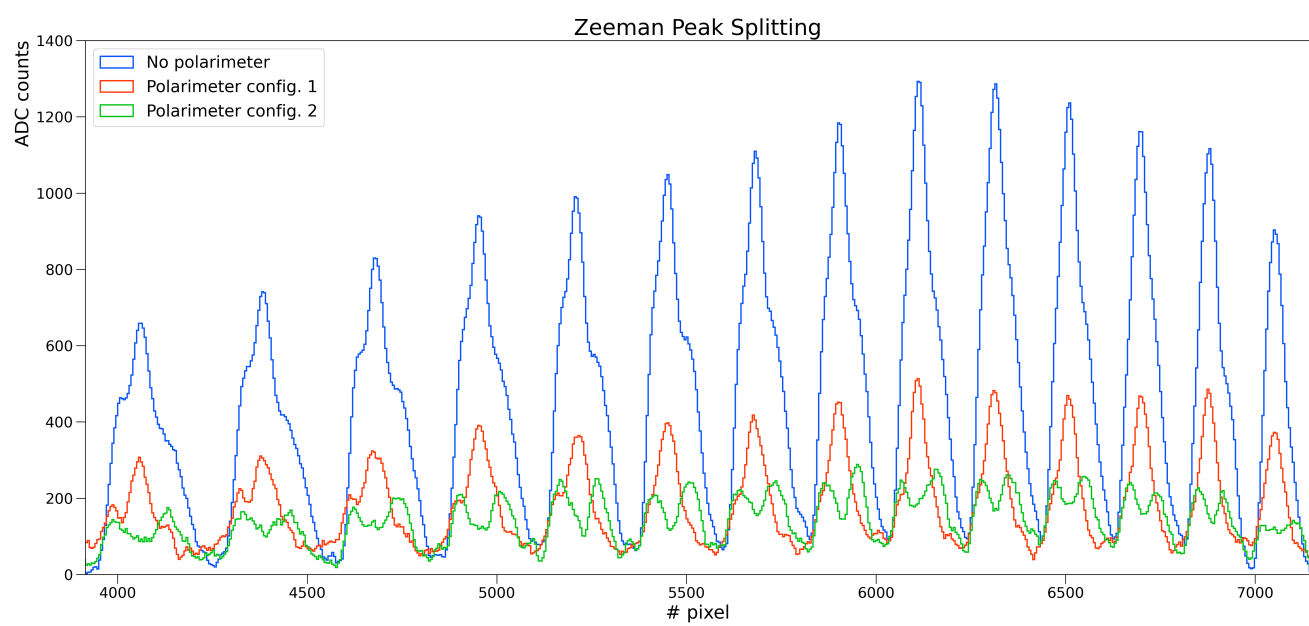


Fig. 7. Proiezione sull'asse y dello spettro bidimensionale nelle configurazioni con e senza polarizzatore