ניסוי התפרקות גרעינית

תאריך הניסוי: 12/05/2026

מדריך: ד"ר אנטולי גולדמן

מעבדה 4מח 114037 – מעבדה 331, מסלול 1

דן קצוב-פייגין
323002915
dan.k@campus.technion.ac.il

דו"ח זה נכתב ב-Typst, שפה לכתיבת מסמכים.

מדידת קרינת רקע, התפלגות פואסונית של התפרקות רדיואקטיבית, הנחתת חלקיקי β דרך מחסומי אלומיניום, ומדידת מרחק של דעיכת חלקיקי α באוויר

תקציר

בניסוי מדדנו קרינות חלקיקים מסוגי α ו-β באמצעות מונה גייגר-מילר. ראשית, מדדנו את קרינת הרקע ללא מקור רדיואקטיבי במונה בשביל למדוד את קרינת הרקע שהתקבלה להיות 0.52 ± 0.07 חלקיקים בשנייה. אחר כך מדדנו וראינו שקרינה רדיואקטיבית מתפלגת פואסונית. קיבלנו עבור $^{137}\mathrm{Cs}$ התפלגות עם פרמטר $\lambda = 3.51$ חלקיקים לשנייה. לאחר מכן הנחנו במונה מקורות רדיואקטיביים שונים והנחנו מעליהם לוחות אלומיניום בעוביים שונים, עד שרמת הקרינה הייתה עשירית מהמקסימלית. חילצנו מכך את שכבת עשירית הערך (TVL) לכל אחד מהמקורות ומכך קיבלנו את האנרגיה המקסימלית של קרינת β בכל מקור: $E_{^{204}\mathrm{Tl}} = 0, E_{^{60}\mathrm{Co}} = 0, E_{^{90}\mathrm{Sr}} = 0$. לבסוף, שמנו במונה מקור קרינת α ($^{210}\mathrm{Po}$) וחישבנו באופן דומה את האנרגיה המקסימלית ($E_{^{210}\mathrm{Po}} = 0$).

1 מבוא

1.1 רקע תיאורטי

1.1.1 קרינות חלקיקים

קרינות α ו-β הם שני סוגים של קרינות חלקיקים הנפלטים אקראית ממקורות רדיואקטיביים.

1.1.1.1 קרינת α

חלקיקי α מורכבים משני פרוטונים ושני ניוטרונים, והם גרעין של $^4_2\mathrm{He}$. באטום, פרוטונים וניוטרונים מוחזקים על ידי הכוח הגרעיני החזק, וכך גם חלקיק α. לחלקיק α אין מספיק אנרגיה בשביל להתגבר על הכוח החזק. אולם בגרעינים כבדים, הדחייה החשמלית בין הפרוטונים גדולה מספיק כך שכאשר החלקיק חווה מנהור קוונטי, הוא מצליח לעבור את מחסום האנרגיה הזה ולצאת מהגרעין. המשוואה הבאה מתארת את ההתפרקות:

$$ {}^A_Z\mathrm{X} \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{Y} + {}^4_2\alpha \tag{1} $$

כאשר X ו-Y הם גרעיני האטום לפני ההתפרקות ואחריה, A הוא מספר המסה, ו-Z הוא המספר האטומי. α הוא החלקיק הנפלט מההתפרקות.

מבין הקרינות בהן נתעסק בניסוי, קרינת α בעלת יכולת החדירה הנמוכה ביותר ולרוב חלקיקי α נעצרים אחרי סנטימטרים ספורים באוויר.

1.1.1.2 קרינת β

חלקיקי β ($\beta^{\pm}$) נפלטים מגרעין אטום אחרי פעולה של הכוח הגרעיני החלש על חלקיקים בגרעין. נתמקד בסוג הקרינה בה ניוטרון דועך והופך לפרוטון. בשביל לקיים את חוק שימור המטען, משתחרר גם אלקטרון – הוא חלקיק ה-β^-. בנוסף, משתחרר חלקיק נייטרלי הנקרא אנטי-נייטרינו ($\overline{\nu}$). בהתפרקות האנרגיה מתחלקת באופן אקראי בין האלקטרון לאנטי-נייטרינו. לכן, האנרגיה של β^- אינה קבועה ונעה בטווח בין אפס לבין ערך של אנרגיה מקסימלית ששונה לכל איזוטופ. המשוואה הבאה מתארת את ההתפרקות:

$$ {}^A_Z\mathrm{X} \longrightarrow {}_{Z+1}^{A}\mathrm{Y} + \beta^- + \overline{\nu} \tag{2} $$

המספר האטומי גדל ב-1 כי ניוטרון נייטרלי הפך לפרוטון חיובי. מספר המסה לא משתנה כי מספר החלקיקים בגרעין נשאר כפי שהיה.

קרינת β בעלת חדירות גבוהה יותר מאשר קרינת α, ולרוב חלקיקי β נעצרים אחרי מעבר בחומר דק, כגון לוח אלומיניום.

1.1.1.3 קרינת γ

חלקיק γ הוא למעשה פוטון הנפלט מגרעין אטום. לרוב התפרקות γ מתרחשת אחרי התפרקויות α או β. לאחר שנפלט חלקיק α או β, לעיתים הגרעין נשאר במצב מעורר ועם עודף אנרגיה. כדי לחזור לרמת האנרגיה היסודית, עודף האנרגיה משתחרר בצורת פוטון.

לקרינת γ יש את החדירות הגבוהה ביותר מבין שלושת הסוגים, ונדרשים חומרים צפופים ועבים, למשל עופרת, בשביל להנחית אותה.

1.1.1.4 התפלגות הקרינה

פליטת חלקיק α או β היא אירוע אקראי שלא תלוי בפליטות חלקיקים אחרים. לכן, מספר החלקיקים שנפלטים מתפלג פואסונית לפי המשוואה הבאה:

$$ P(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \tag{3} $$

כלומר, המשוואה מחשבת את ההסתברות שבפרק זמן (למשל שנייה בודדת) נפלטו n חלקיקים, כאשר קצב הפליטה הממוצע הוא λ. ניתן לחשב ולהראות כי תוחלת ההתפלגות היא λ וסטיית התקן היא $\sqrt{\lambda}$.

1.1.2 טווח חדירה

שכבת עשירית ערך (TVL) היא העובי שדרוש לחומר כדי להנחית את עוצמתה של קרינה לעשירית מעוצמתה הרגילה. באמצעותה, נוכל למצוא את טווח החדירה, וממנו את האנרגיה הקינטית של החלקיקים.

בקרינת α, נסמן ב-R את המרחק באוויר מהמקור בו הקרינה יורדת לעשירית מערכה. בקרינת β נמדוד את המרחק בלוח אלומיניום שאחריו הקרינה יורדת לעשירית מערכה. בעזרת הנוסחאות הבאות ניתן לחשב את אנרגיות הקרינה:

$$R_{\text{air}} \approx 0.32\left(\frac{E_\alpha}{\text{MeV}}\right)^{3/2} \times \text{cm} \tag{4}$$

$$R_{\text{Al}} \approx 0.11\left(\sqrt{1+22.4\left(\frac{E_\beta}{\text{MeV}}\right)^2}-1\right) \times \text{g/cm}^2 \tag{5}$$

1.1.3 עוצמת הקרינה

כמצוי בתופעות פיזיקליות רבות אחרות, עוצמת הקרינה יורדת באופן פרופורציונלי לריבוע המרחק ממקור הקרינה. נניח כי הקרינה איזוטרופית[1]. אם ניקח מרחק h, אז הזווית המרחבית היא החלק מהכדור ברדיוס h מסביב למקור הקרינה שנכנס לתוך הגלאי. חישובה מתבסס על הנוסחה הבאה:

$$\Omega = 2\pi\left(1-\frac{1}{\sqrt{1+(r/h)^2}}\right) \tag{6}$$

כאשר r הוא רדיוס החלון של הגלאי.

1.2 מערכת הניסוי

בניסוי השתמשנו במונה ST-360 המחובר לשפופרת גייגר-מולר (Geiger–Müller) שסופר חלקיקים הנובעים מהתפרקות רדיואקטיבית. שפופרת המונה מכילה גז אציל. כאשר חלקיק רדיואקטיבי מגיע לשפופרת, הוא מיינן את הגז, מה שמשחרר אלקטרונים חופשיים. משום שקשה לזהות אלקטרון בודד, קיים מתח גבוה בשפופרת (במערכת שלנו 900V) שמאיץ את האלקטרון, שבתורו פוגע באטומי גז נוספים, שמתיינים גם הם, משחררים אלקטרונים חופשיים וכך הלאה. בכך נוצרת "מפולת" של אלקטרונים שניתן לזהות שמקורה בחלקיק רדיואקטיבי בודד.

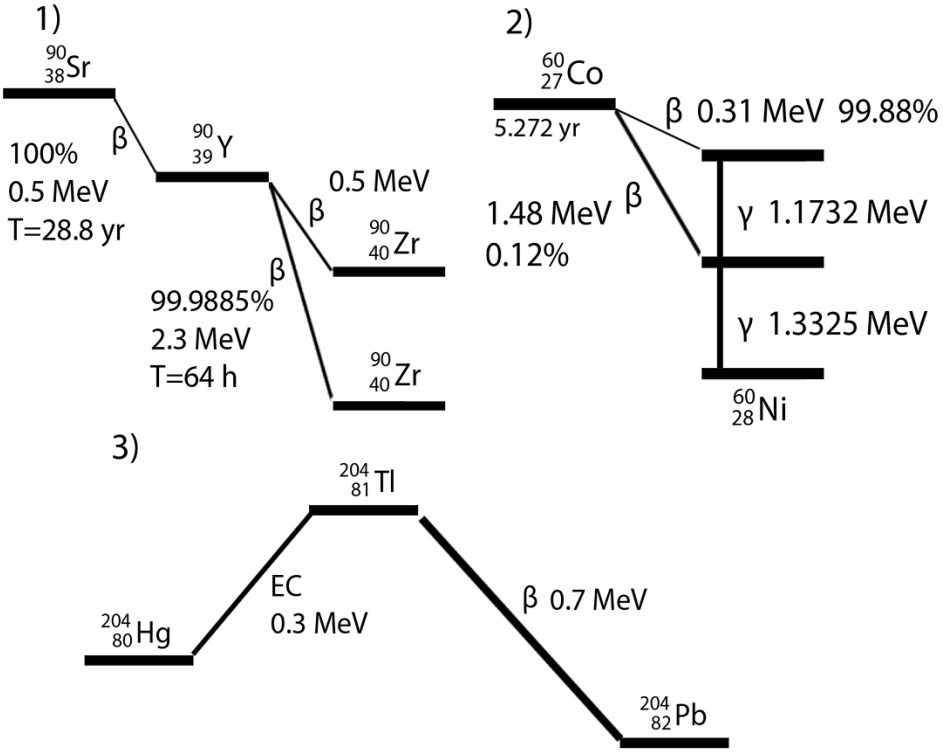
השפופרת מורכבת מעל מבנה אנכי בעל תומכי מדפים. באחד מהתומכים משחילים מדף שעליו מונחת דיסקת חומר רדיואקטיבי. בשלב מדידת קרינת β השתמשנו בלוחיות אלומיניום בעלות עוביים משתנים שניתן להשחיל מעל החומר הרדיואקטיבי. בשלב מדידנת קרינת α השתמשנו בגלילים פלסטיים בשביל לשלוט במרחק מקור הקרינה מהגלאי.

[1] הקרינה שווה בעוצמתה בכל כיוון.

איור 1: תמונה של מערכת הניסוי. בצד ימין ניתן לראות את השפופרת, המונה, וסט מקורות הקרינה. בקופסת העץ משמאל מאוחסנות לוחיות האלומיניום.

טבלה 1: מקורות רדיואקטיביים ששומשו בניסוי

מקור	סוג קרינה עיקרי	אקטיביות ראשונית	זמן מחצית חיים ($t_{1/2}$)	תאריך כיול/ייצור
$^{204}\mathrm{Tl}$	α	$0.25\ \mu\mathrm{Ci}$	3.75 שנים	מרץ 2020
$^{210}\mathrm{Po}$	α, γ	$1\ \mu\mathrm{Ci}$	138.38 ימים	1 באוקטובר 2024
$^{90}\mathrm{Sr}$	β, γ	$0.1\ \mu\mathrm{Ci}$	28.8 שנים	מרץ 2020
$^{137}\mathrm{Cs}$	β, γ	$0.25\ \mu\mathrm{Ci}$	30.1 שנים	מרץ 2020
$^{60}\mathrm{Co}$	β, γ	$1\ \mu\mathrm{Ci}$	5.27 שנים	7 במאי 2025



איור 2: תהליכי דעיכה עבור המקורות ששומשו למדידת קרינת β.

2 מהלך הניסוי

2.1 מדידת קרינת רקע

בשביל לכייל את המדידות, הפעלנו את המונה למשך 100 שניות ללא מקור רדיואקטיבי. חישבנו מכך את קצב קרינת הרקע, אותו חיסרנו בהמשך מהקצבים שמדדנו.

2.2 הוכחת התפלגות פואסונית

כאמור, קצב התפרקות רדיואקטיבית מתפלג פוסאונית. השתמשנו ב-$^{137}\mathrm{Cs}$ שהוא מקור חלש יחסית והנחנו אותו במדף מתחת לגלאי. באמצעות מדידה קצרה מצאנו את ממוצע החלקיקים לשנייה. לאחר מכן, לקחנו מדידה ארוכה של 750 מדידות, כל אחת של שנייה. לאחר מכן חישבנו את הקומולנטים הרלוונטיים בשביל להראות שההתפלגות אכן פואסונית.

2.3 מדידת עוצמת קרינת β

השתמשנו בשלושה מקורות רדיואקטיביים: $^{204}\mathrm{Tl}$, $^{90}\mathrm{Sr}$ ו-$^{60}\mathrm{Co}$. עבור כל חומר, מיקמנו אותו במדף השלישי ומדדנו את קצב הפליטה. לאחר מכן, הנחנו דיסקות אלומיניום בעובי הולך ועולה, עד שהגענו לקרינה עשירית בעוצמתה מזו ההתחלתית. על מנת להקטין את השגיאה, מדדנו עד שהתקבלו לפחות אלף מדידות.

2.4 מדידת עוצמת קרינת α

השתמשנו במקור $^{210}\mathrm{Po}$. הנחנו את המקור צמוד לגלאי בעזרת דיסקות פלסטיק, ולאחר מכן הנחנו אותן בגבהים שונים. מדדנו את קצב החלקיקים לכל מרחק מהגלאי.

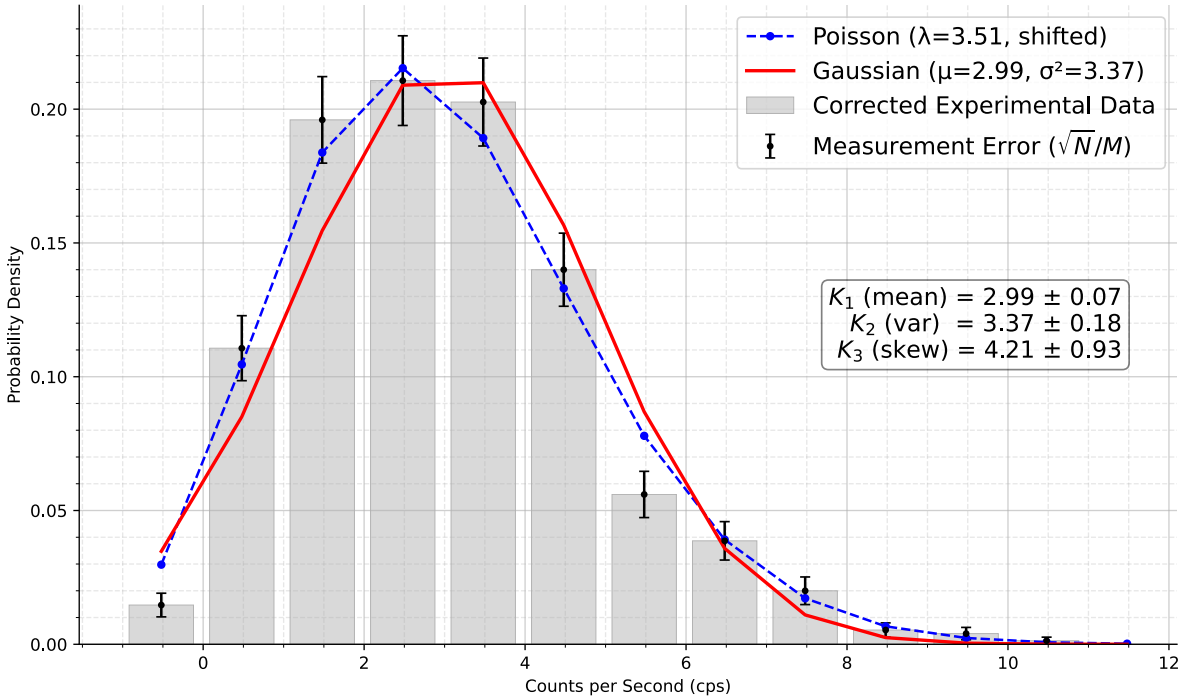
3 תוצאות וניתוח

3.1 קרינת רקע

מדדנו במהלך 100 שניות 52 חלקיקים. כלומר קצב קרינת הרקע הוא $0.52 \pm 0.07\ \mathrm{pcs}$[2].

[2] pcs – חלקיקים לשנייה.

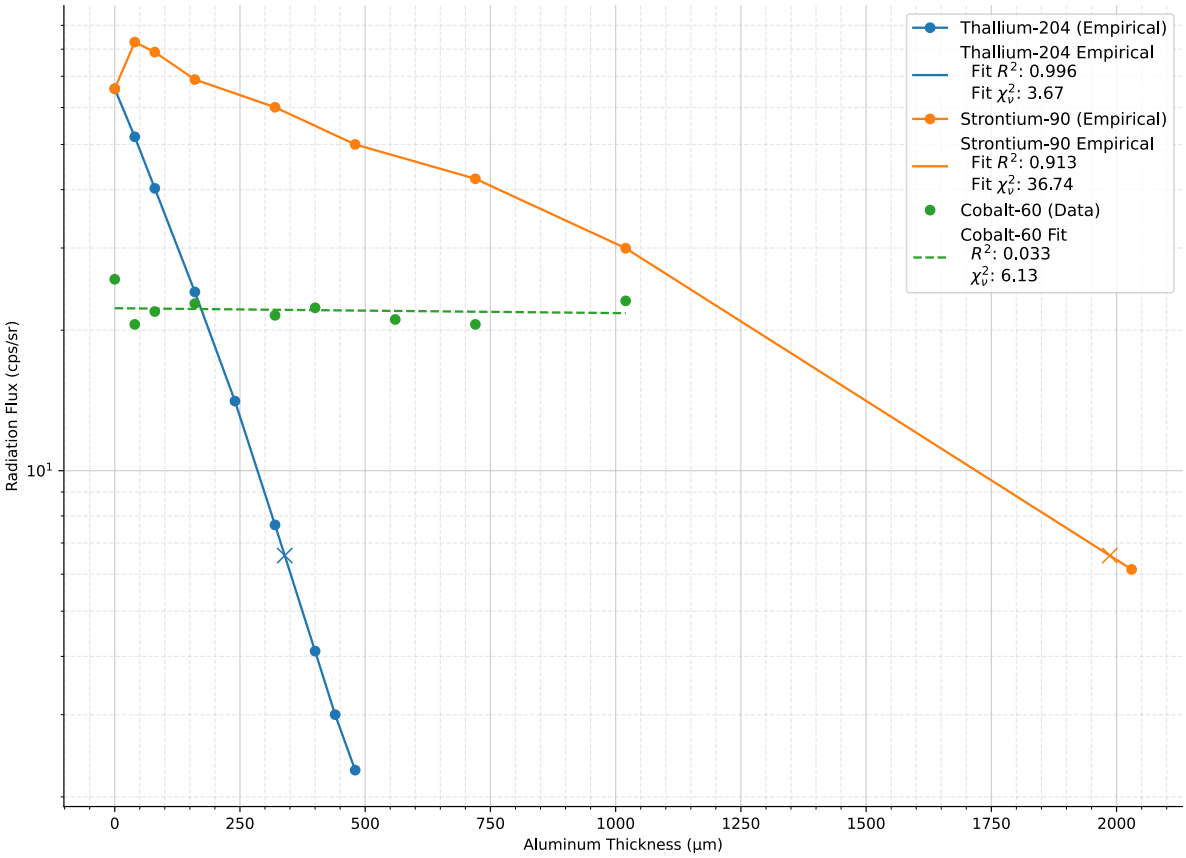
3.2 התפלגות של התפרקות רדיואקטיבית



איור 3: פונקציות הסתברות של פליטות חלקים מ-^{137}Cs. העמודות מציגות את המדידות הגולמיות, והעקום הכחול הוא ההתאמה להתפלגות פואסון. שניהם הוזזו שמאלה בגודל קצב קרינת הרקע בשביל לנרמל את המדידה. העקום האדום הוא ההתאמה לגאוסיאן. השגיאה היא שורש מספר המדידות.

קיבלנו כי $K_1 = 2.99 \pm 0.07$, $K_2 = 3.37 \pm 0.18$, ו-$K_3 = 4.21 \pm 0.93$.

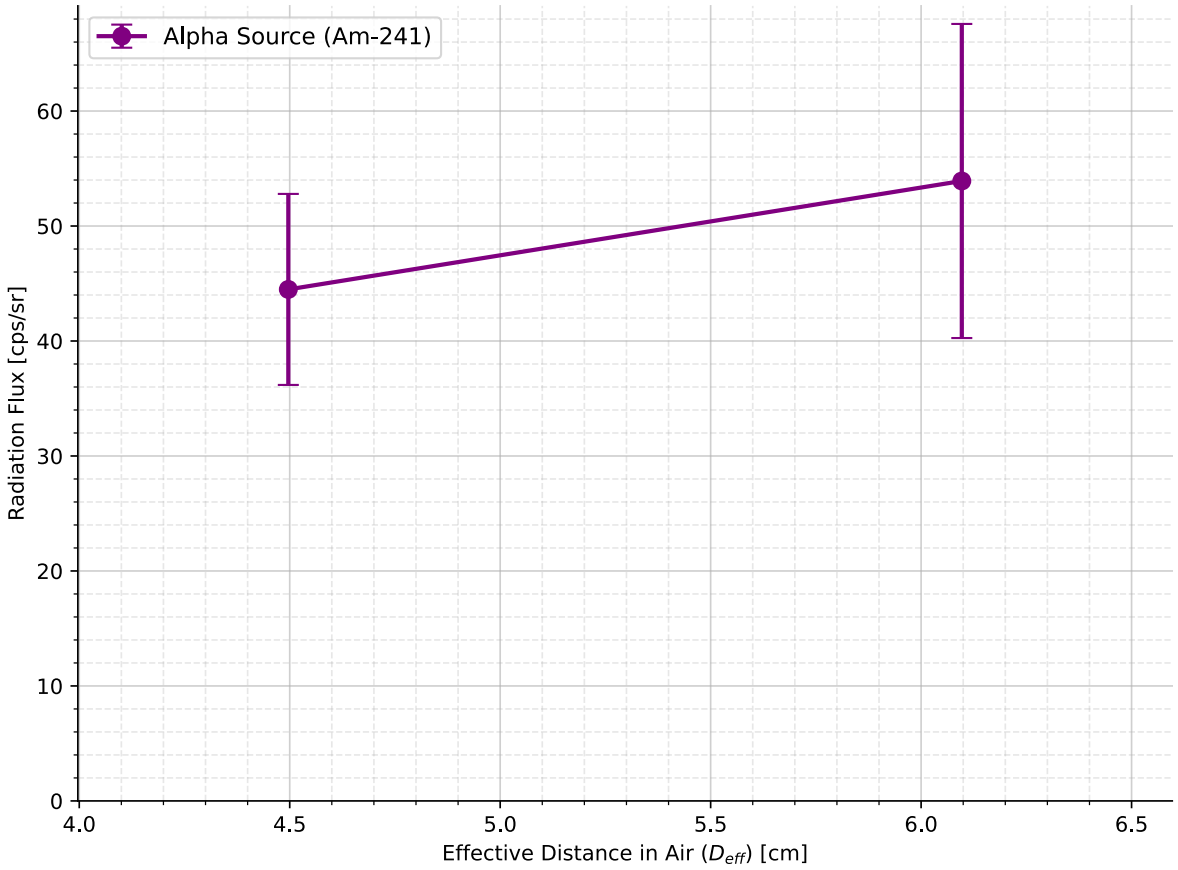
3.3 הנחתת קרינת β באלומיניום



איור 4: כמות החלקיקים שהמונה ספר (תצוגה לוגריתמית) כתלות בעובי לוחית האלומיניום. באיקס מסומן המרקח בכל מקור בו יורדת הקרינה לעשירית מערכה. הערך חושב מאינטרפולציה. מטרת הקווים בין כל נקודה לנקודה היא לעזור ויזואלית בלבד. ערכי ה-R^2 ו-χ^2_ν חושבו לפי התאמה לאקספוננט. ניתן לראות כי ב-^{204}Tl יש התאמה טובה יחסית, אך ב-^{90}Sr וב-^{60}Co לא. בנוסף, ב-^{60}Co הייתה דעיכה מינימלית ביותר ברמת הקרינה.

בניסוי נמדד קצב רקע של 0.520 ± 0.072 cps. מתוך מדידות ההנחתה באלומיניום, חולץ עבור ^{204}Tl TVL של 339.41 ± 2.86 μm (עם מדדי התאמה של $R^2 = 0.996$ ו-$\chi^2_\nu = 3.674$), וקיבלנו כי אנרגיית קרינת ה-β שלו היא 0.32 ± 0.00 MeV. עבור ^{90}Sr התקבל TVL של 1986.50 ± 14.21 μm (עם $R^2 = 0.913$ ו-$\chi^2_\nu = 36.736$), ועבורו קיבלנו 1.22 ± 0.01 MeV. ב-^{60}Co התקבלה התאמה זניחה ($R^2 = 0.033$ ו-$\chi^2_\nu = 6.132$), קיבלנו דעיכה מזערית, ולכן לא ניתן לחשב כאן את האנרגיה, שכן לא מצאנו את ה-TVL.

3.4 הנחתת קרינת α באוויר



איור 5: מדידת קצב חלקיקים במונה כתלות במרחק באוויר של מקור הקרינה מהמונה. בחישוב התחשבנו בזווית המרחבית ובמרחק בין המדף העליון לגלאי.

התקבל קצב גבוה יותר במרחק גדול יותר, מה שכמובן לא אפשרי פיזיקלית. לצערי, עקב אובדן של רוב המדידות נשארו רק שתיים, ובאחת מהן ככל הנראה רשמתי מרחק שגוי, על כן הגרף השגוי. מכיוון שלא ניתן לשחזר את המדידות, בחרתי שלא להתייחס לתוצאות שהתקבלו.

4 דיון ומסקנות

בתחילת הניסוי בחנו את ההתפלגות ההסתברותית של תהליך התפרקות רדיואקטיבית. ראינו שמשום שההתפרקויות בלתי-תלויות אחת בשנייה, נצפה לקבל התפלגות פואסונית.

חישבנו את הקומולנטים עבור קצב החלקיקים וקיבלנו $K_1 = 2.99 \pm 0.07$, $K_2 = 3.37 \pm 0.18$, ו-$K_3 = 4.21 \pm 0.93$. הציפייה התיאורטית היא שכל הקומולנטים יהיו שווים לתוחלת (K_1). התוצאות שקיבלנו הן שהטווחים של K_2 ושל K_3 חופפים, אך K_1 רחוק יותר. עם זאת, מרקחו עדיין קטן משתי סטיות תקן מאשר K_2. זה מעיד על התאמה טובה להתפלגות פואסונית.

בנוסף, עבור פרמטר λ (כמות החלקיקים לשנייה) גדול, נצפה לקבל בקירוב התפלגות גאוסית. עם זאת, משום ש-K_3 רחוק מאוד מאפס, ניתן להסיק כי ההתפלגות שקיבלנו אינה גאוסיאנית. זה גם מתיישב עם הקצב החד-ספרתי נמוך שמצאנו (קטן מ-5).

כעת נתייחס לתוצאות של מדידת קרינת β. בניסוי מצאנו את ה-TVL כקירוב לטווח החדירה של מקור רדיואקטיבי, ואז חישבנו לפי משוואה 5 את עוצמת הקרינה. קיבלנו עבור $^{204}\mathrm{Tl}$ עוצמה של 0.32 ± 0.00 MeV ועבור $^{90}\mathrm{Sr}$ קיבלנו 1.22 ± 0.01 MeV. ערכים אלו נמוכים משמעותית מהערכים המופיעים

באיור 3. הפער ככל הנראה לא נובע משגיאת מדידה, אלא מכך שייתכן שמשוואה 5 מבקשת להשתמש בטווח בו הקרינה מתאפסת ולא רק יורדת לעשירית מערכה. עם זאת, היחס בין אנרגיות הקרינות של $^{90}\mathrm{Sr}$ ו-$^{204}\mathrm{Tl}$ כן באותו סדר גודל כפי שמופיע בתרשים הדעיכות, כ-$^1/_4$ במקום $^1/_3$ אשר מופיע בתדריך. נשים לב כי למעשה חלק גדול מחלקיקי ה-β שנפלטים אחרי התפרקות של $^{90}\mathrm{Sr}$ הם תוצר של התפרקות $^{90}\mathrm{Y}$. אורך מחצית החיים של $^{90}\mathrm{Y}$ קצר משמעותית מזה של $^{90}\mathrm{Sr}$ לכן כמעט מיד אחרי התפרקות $^{90}\mathrm{Sr}$ נקבל $^{90}\mathrm{Y}$ שחלקיקי β שהוא פולט בעלי אנרגיה של כפי ארבעה גדולה מאלו שנפלטים בהתפרקות $^{204}\mathrm{Tl}$. ניתן גם לראות זאת בגרף, שהדעיכה של $^{204}\mathrm{Tl}$ מהירה יותר.

עבור $^{60}\mathrm{Co}$, נצפתה דעיכה מזערית שלא אפשרה לחשב TVL. זה מאשש את הכתוב באיור 3 ש-$^{60}\mathrm{Co}$ פולט חלקיקי γ אחרי קרינת β, שהרי קרינת γ לא נעצרת על ידי אלומיניום ונדרש חומר אחר, כגון עופרת, בשביל למדוד TVL עבורה.