
Protokoll zum Versuch
Compton Streuung (CS)
im Fortgeschrittenenpraktikum

Klaus Steiniger, Alexander Wagner, Gruppe 850
klaus.steiniger@physik.tu-dresden.de, alexander.wagner2@mailbox.tu-dresden.de

Betreuer: Frau M. Schwenke

Protokoll vom 22. Januar 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Durchführung	2
2.1	Aufgabenstellung	2
2.2	Einstellen optimaler Messbedingungen	2
2.3	Energiekalibrierung	2
2.4	Spektroskopie	2
3	Auswertung	3
3.1	Energiekalibrierung	3
3.2	Streu- und Untergrundmessung für Zeitoptimierung	4
3.3	Streumessung bei verschiedenen Winkeln	4
3.4	Skalierungsvariable	6
3.5	Abhängigkeit von der Stabdicke	6

1 Einleitung

In diesem Versuch untersuchen wir die inkohärente (oder Compton-) Streuung, die auftritt, wenn Photonen an quasifreien Elektronen gestreut werden. Diese Elektronen befinden sich in einem schwachen elektrostatischen Potential im Gegensatz zum Starken der gebundenen Elektronen. Die Inkohärenz bezieht sich darauf, dass das Photon bei der Streuung Energie an das Elektron abgibt und somit seine Wellenlänge ändert.

Die Photonen werden von einer ^{241}Am -Quelle emittiert ($E_\gamma = 59,54\text{ keV}$) und die gestreuten Quanten können wir mit einem Szintillator analysieren. In diesem Halbleiter regen die gestreuten Photonen ($E_{\gamma'}$) Elektronenzustände an, welche bei der Abregung wiederum Photonen mit einer definierten Energie (Bandlücke E_g) abgeben. Die Anzahl der vom Szintillator emittierten Photonen hängt von $E_{\gamma'}$ ab, und durch eine entsprechende nachfolgende Apparatur mit Photomultiplier, Impulswandler etc. können wir den Energieübertrag bei der Streuung bestimmen.

2 Durchführung

2.1 Aufgabenstellung

1. Einstellen optimaler Messbedingungen für die spektrometrischen Messungen niederenergetischer Photonenstrahlung in einem NaI(Tl)-Szintillator.
2. Energiekalibrierung des Spektrometers im Photonenenergiebereich 30-90 keV.
3. Aufnahme gestreuter Photonen bei einem Streuwinkel $\vartheta = 90^\circ$ und einer Messzeit von 20 min. Festlegen der optimalen Messzeit.
4. Durchführung der Messung für 4 weitere Winkel und Auswertung der Spektren bezüglich Lage und Fläche des Vollenergiepeaks.
5. Untersuchung des Einflusses der Dicke des Streukörpers auf die Intensität der Streustrahlung.

2.2 Einstellen optimaler Messbedingungen

Die Photonenstrahlung wurde in einem NaI(Tl)-Szintillationsdetektor nachgewiesen. Zum Ermitteln der optimalen Einstellungen haben wir die Spannung des Sekundärelektronenverstärkers variiert, und zwar so, dass die Lage des Vollenergiepeaks von ^{241}Am zwischen den Kanälen 600 und 800 lag. Die ermittelte Spannung betrug $U = 655\text{ V}$.

2.3 Energiekalibrierung

Aus der Lage der Vollenergiepeaks von ^{241}Am , ^{210}Pb , ^{133}Ba , ^{152}Eu und ^{132}Cs wurde den jeweiligen Kanälen eine Energie zugeordnet, wie sie in der Versuchsanleitung angegeben waren, da die im Internet verfügbare Quelle nicht erreichbar war. Ein linearer Fit der Messpunkte ergab die Kalibrierungsgerade.

2.4 Spektroskopie

Die Messung erfolgte mit einem Photonenstrahl aus einer ^{241}Am Quelle (ca. 7 GBq Aktivität). Dieser wurde mit festem Winkel zum Detektor an einem Aluminiumstab gestreut und anschließend im Detektor registriert.

Zum Ermitteln der optimalen Messzeit haben wir zunächst bei $\vartheta = 90^\circ$ zwei Messungen über 20 min durchgeführt, zum Einen für den Untergrund bei geschlossener Quelle und zum Anderen mit geöffneter Quelle. Weitere Spektren mit jeweils geöffneter und geschlossener Quelle haben wir aufgenommen für:

- verschiedene Winkel $\vartheta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ und 150°
- verschiedene Dicken d des Stabes bei $\vartheta = 60^\circ$. Wir haben $d = 2\text{ mm}, 4\text{ mm}, 8\text{ mm}, 10\text{ mm}$ und 20 mm gewählt.

Außer bei letzteren Messungen betrug die Dicke des Aluminiumstabes immer 6 mm.

3 Auswertung

3.1 Energiekalibrierung

Nachdem wir die Spektren aufgenommen hatten, haben wir den Vollenergiepeak Gauß-gefittet und aus der Lage des Maximums den Kanal bestimmt. Die doppelte Standardabweichung des Gauß-Fits lieferte uns den Fehler ΔK für die Kanalnummer.

Um die Kalibrierungsgerade zu erhalten, haben wir den Sollwert der Energie über der Kanalnummer für jedes Element aufgetragen und anschließend mit Origin einen Linearen-Fit erstellt. Es ergab sich der Zusammenhang

$$E(K) = a + bK \quad \text{mit}$$

$$a = -4.592\text{ keV} \quad b = 0.09836\text{ keV}$$

$$\Delta a = 11.58\text{ keV} \quad \Delta b = 0.25\text{ keV}$$

In Abb. 1 ist der Zusammenhang grafisch dargestellt. Die Fehler Δa und Δb ergaben sich durch

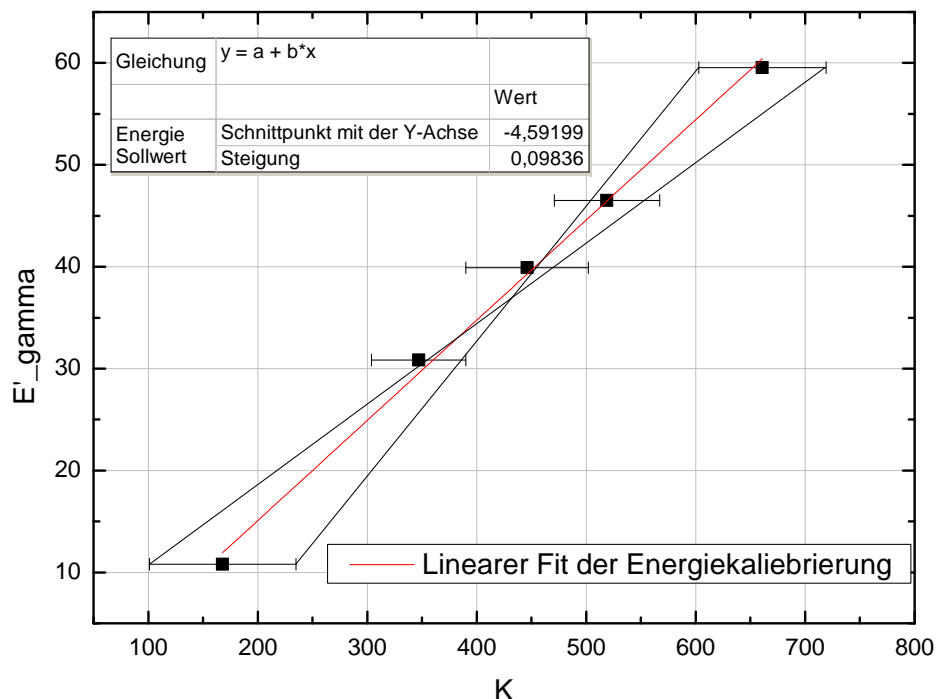


Abbildung 1: Grafik der Energiekalibrierung $E = E(K)$

Einlegen zweier Geraden mit minimalen Anstieg b_{\min} und maximalen Anstieg b_{\max} . Der Fehler Δb berechnete sich dann zu $\Delta b = (b_{\max} - b_{\min})/2$. Selbiges galt für Δa . Beide Fehler, sowohl Δa

als auch Δb , sind recht groß, was wir auf unseren Detektor zurückführen. Dieser zählte wegen einer Fehlfunktion zu wenig Impulse. Dadurch wurden die zu vermessenen Peaks sehr breit und somit auch die Standardabweichung sehr groß. Für den Fehler der ermittelten Energie aus der Kanallage galt dann

$$\Delta E = \sqrt{\Delta a^2 + (K\Delta b)^2 + (b\Delta K)^2}.$$

3.2 Streu- und Untergrundmessung für Zeitoptimierung

Die Häufigkeit des uns interessierenden Ereignisses (Photon mit Energie ≈ 59.5 keV) erhielten wir, indem die über alle Impulse unter dem Gauß-Fit summierten. Von dieser Zahl mussten noch die Impulse abgezogen werden, die dem Untergrund zu zuschreiben waren. Für die 20 min Messung wählten wir den Kanalbereich 500-700.

$$N_E = N_{E+U} - N_U = 3397 - 732 = 2665$$

Aus der Forderung $\Delta N_E/N_E \leq 3\%$ ergab sich folgende Formel und optimale Messzeit für unseren Versuchsaufbau

$$t = \left(\frac{1}{0.03}\right)^2 \frac{Z_{E+U} + Z_U}{(Z_{E+U} - Z_U)^2} = 775 \text{ s}$$

Aufgrund eines Fehlers an unserem Messaufbau erhielten wir zu niedrige Zählraten, daraus folgte die lange Messzeit. Für den weiteren Versuch wurde dann die Messzeit auf 8 min gesetzt.

3.3 Streumessung bei verschiedenen Winkeln

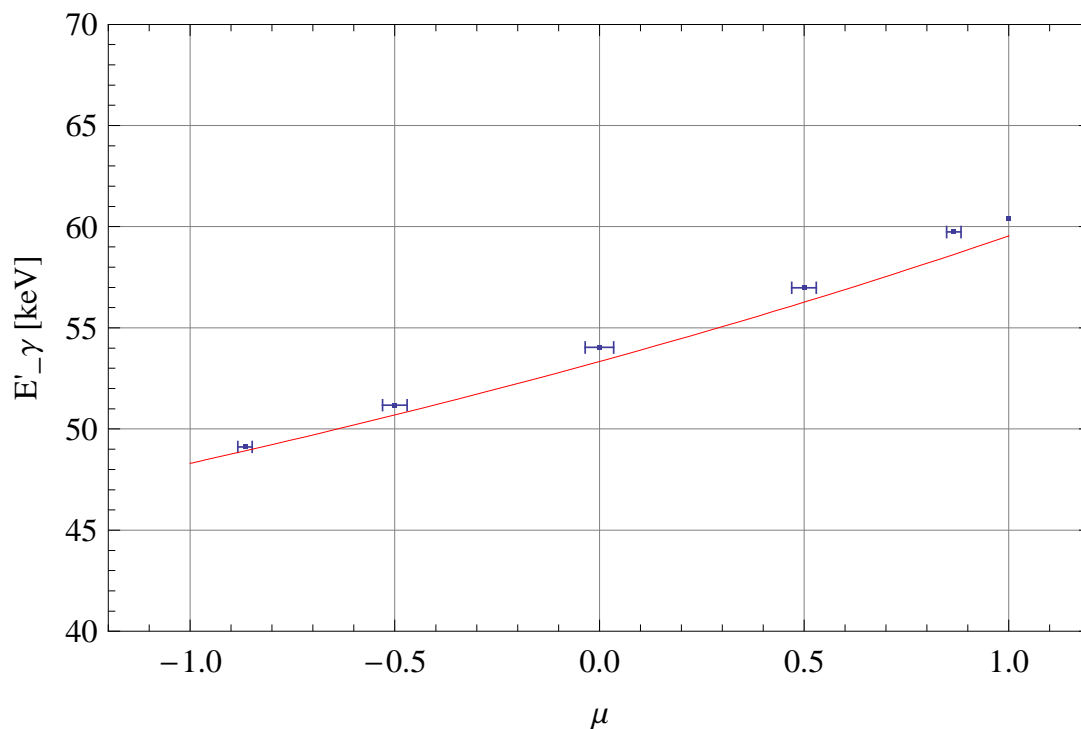


Abbildung 2: Die Energie der gestreuten Photonen aufgetragen über $\mu = \cos\vartheta$

Auftragen der, mit der Energiekalibrierung erhaltenen, Energien für die gestreuten Photonen lieferte uns Abb. 2. Außerdem ist der theoretische Verlauf rot eingetragen, der sich ergibt aus:

$$E'_\gamma = \frac{1}{\frac{1}{E_\gamma} + \frac{1}{m_e c^2}(1 - \mu)} \quad (3.1)$$

Es lässt sich erkennen, dass die gemessenen Werte den Verlauf der theoretischen Kurve widerspiegeln, jedoch alle in die selbe Richtung abweichen. Dies lässt sich als systematischer Fehler (evtl. der Kalibrierung) interpretieren. Die wahren Werte liegen aber innerhalb des Fehlerbereichs von der Größenordnung $\Delta E \approx \pm 150 \text{ keV}$, der nicht dargestellt wurde. Dieser y-Fehlerbereich der Messwerte ist sehr groß und würde über das Diagramm hinaus ragen. Er ergibt sich aber so aufgrund der großen Kalibrierfehler Δa und Δb .

Der Fehler $\Delta\mu$ ermittelte sich aus $\Delta\vartheta = 2^\circ = 0.0349 \text{ rad}$ zu

$$\Delta\mu = |-\sin(\vartheta)\Delta\vartheta| = |-\sin(\vartheta) \cdot 0.0349 \text{ rad}|$$

Aus den erhaltenen Energien konnten wir nun den jeweiligen Wirkungsquerschnitt nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{KN} = \frac{r_e^2}{2} \cdot \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 \cdot \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 1 + \mu^2\right) \quad (3.2)$$

Grafisch über dem Winkel ϑ bzw. $\mu = \cos\vartheta$ aufgetragen, ergab sich Abbildung 3. Die theoretische Kurve haben wir rot eingetragen, mit den errechneten Energien aus (3.1). Man muss

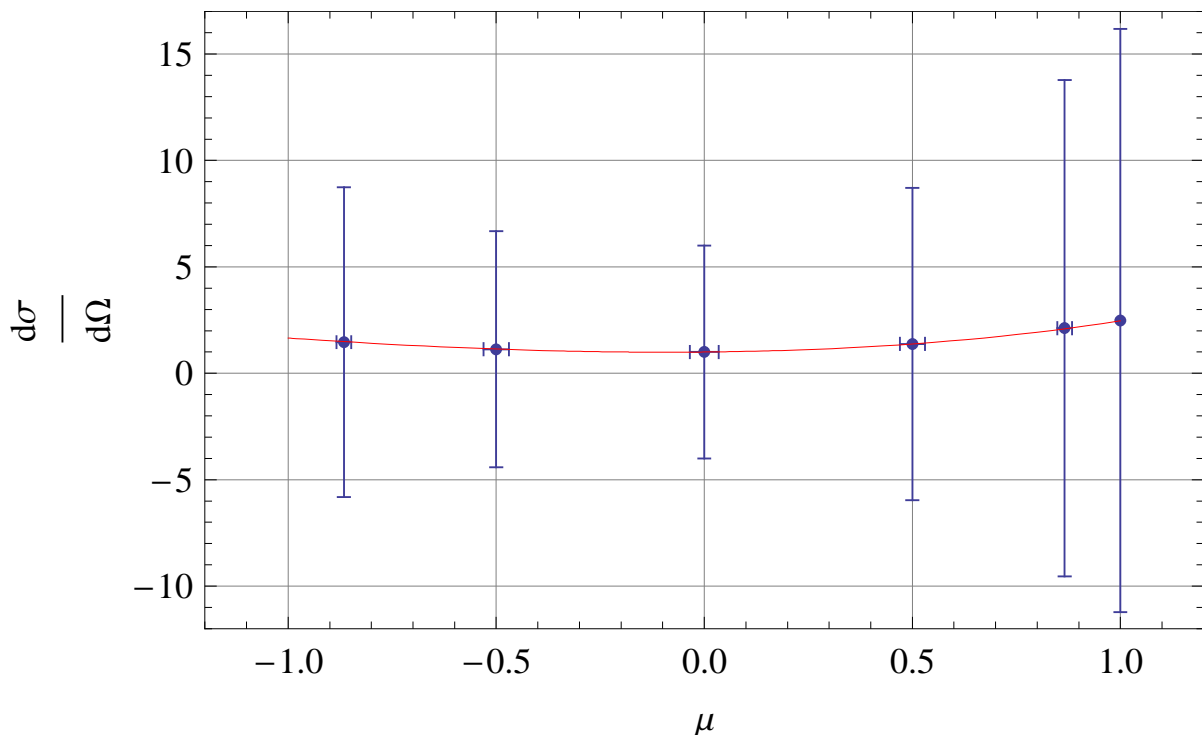


Abbildung 3: Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $\mu = \cos\vartheta$

bemerkten, dass die nur sehr kleine Abweichung vom Klein-Nishina Wirkungsquerschnitt bei $\vartheta \leq 30^\circ$ kein gutes Messergebnis ist. Denn der reale Wirk.-Querschn. ergibt sich durch Multiplikation des KN-W.-Q. mit einer Strukturfunktion. Die Auswirkung ist eine Verringerung des W.-Q. für kleine Winkel. **Der von uns gemessene Wirkungsquerschnitt ist also zu groß.** Auch hier ergab sich der Fehler aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung, d.h. wir leiteten die Funktion des Wirkungsquerschnittes (Formel (3.2)) ab nach allen fehlerbehafteten Größen und addierten diese quadratisch. Anschließend erhielten wir durch radizieren den Fehler.

3.4 Skalierungsvariable

Die Skalierungsvariable berechnet sich folgendermaßen:

$$skal(\vartheta) = \frac{N_E(\vartheta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{KN}(\vartheta)} \quad (3.3)$$

Mit den entsprechenden Werten für Wirkungsquerschnitt und Zahl der Streueignisse ergab sich Grafik 4. Da die Streueignisanzahl proportional vom Wirkungsquerschnitt abhängt, müsste

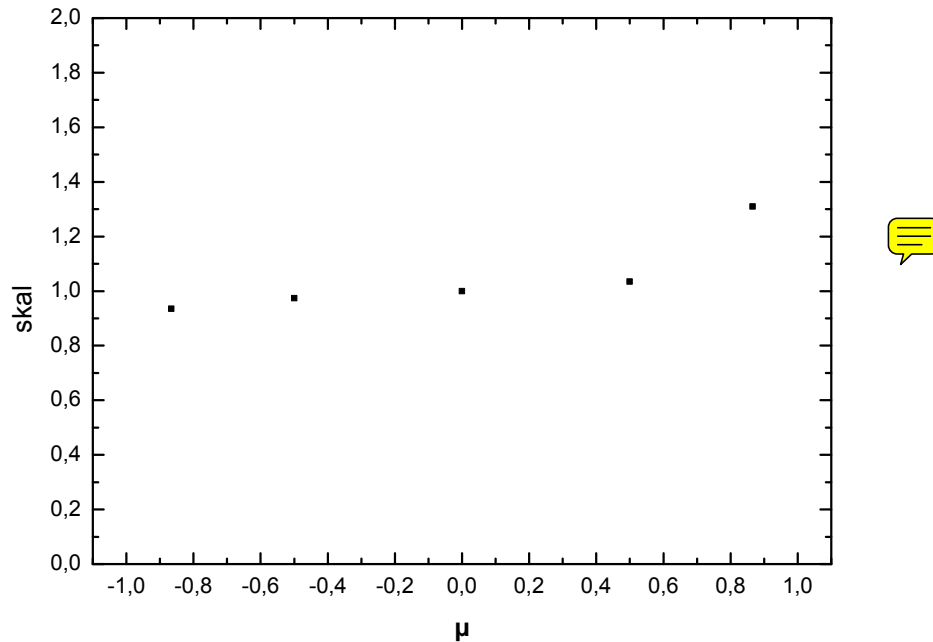


Abbildung 4: Skalierungsvariable aufgetragen über den Winkel ϑ

sich nach (3.3) hier im Diagramm eine Konstante ergeben, was auch erkennbar ist. Die Abweichungen von der Konstanten bei kleinen Winkeln ergibt sich aus dem fehlerhaften Wirkungsquerschnitt für $\vartheta \leq 30^\circ$. Denn in diesem Bereich ist die Proportionalität zwischen N_E und $d\sigma/d\Omega$ nicht mehr gegeben. Siehe dazu die Diskussion zu Abb. 3.

3.5 Abhängigkeit von der Stabdicke

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Stabdicke ist in Diagramm 5 dargestellt. Aus dem Diagramm lässt sich erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt mit einem Durchmesser kleiner als 10 mm quadratisch von d abhängt. Wir interpretieren das als Zunahme der Streuzentren und somit als Anstieg der Streuwahrscheinlichkeit. Bei ca. 10 mm weicht der Wirkungsquerschnitt jedoch sehr stark vom quadratischen Fit ab, was wir folgendermaßen deuten: Mit Zunahme der Streuzentren steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Photonen im Streukörper absorbiert werden und somit den Wirkungsquerschnitt verringern. Leitet man den Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Ereignisanzahl theoretisch aus der Klein-Nishina-Relation (3.2) her, ergibt sich u.A. folgender Zusammenhang:

$$N_E \sim e^{(-\Sigma_S(E_\gamma) \cdot d_S)} \cdot \frac{d\Sigma_i(E_\gamma, \mu, \varphi)}{d\Omega} \quad (3.4)$$

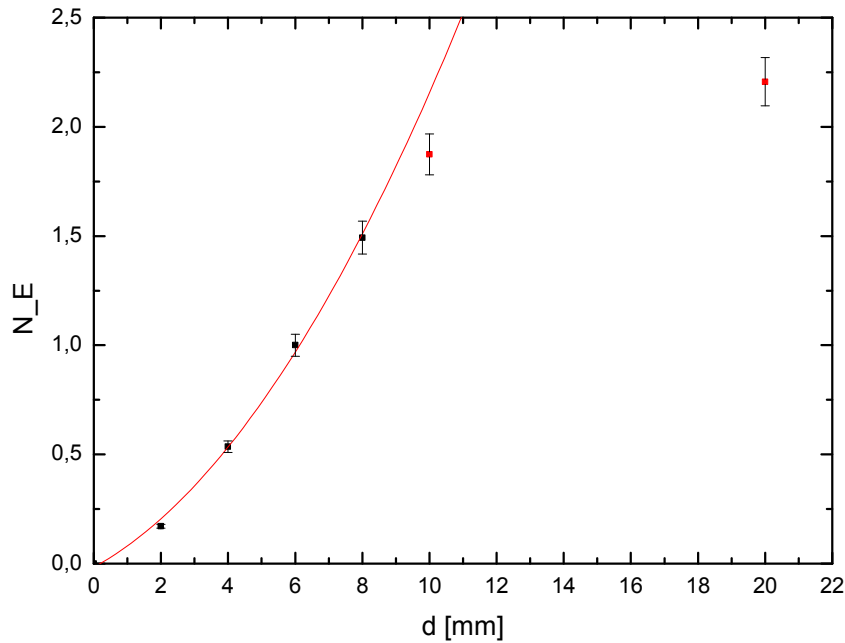


Abbildung 5: Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Dicken d zu festen $\mu = 0,5$

Das ist eine Näherungsformel, denn die Energien E_γ und E'_γ wurden gleichgesetzt genauso wie die Dicke des Streukörpers d mit der in ihm zurückgelegten Strecke d_S der Photonen. Jedoch lässt sich an ihr sehr gut der Zusammenhang zwischen der Anzahl der Streueignisse N_E und der Stabdicke diskutieren: Die Stabdicke erhöht die Anzahl der Streuzentren und damit den Wirkungsquerschnitt $d\Sigma_i(E_\gamma, \mu, \phi)/d\Omega$ in zwei Richtungen und geht somit quadratisch in (3.4) ein. Bei höheren Dicken d des Streukörpers spielt jedoch die Absorption der Photonen im Streukörper eine große Rolle, denn sie beeinflusst die Ereigniszahl exponentiell.