

Einleitung

Beim Ottomotor ist am Ende des Verdichtungs Vorgangs ein weitgehend homogenes Brennstoff - Luft - Gemisch vorhanden. Dieses Brennstoff - Luft - Gemisch wird kurz vor dem oberen Totpunkt durch einen elektrischen Zündfunken entzündet. Der Zeitpunkt selbst ist dabei eine Optimierungsgröße. Ein heute weit verbreitetes Zündsystem sind batteriebasierte Transistoreinzelzündsysteme. Das gesamte System besteht dabei aus Batterie, Zündschalter, Zündtransformator und Zündkerzen. Der durch die Primärwicklung des Zündtransformators fließende Strom erzeugt ein starkes Magnetfeld. Im Zündzeitpunkt unterbricht der Zündschalter die Stromzufuhr. Das sich schnell abbauende Magnetfeld induziert in der Sekundärwicklung des Zündtransformators die für die Zündung notwendige Hochspannung. Sie beträgt etwa 25 kV und bewirkt einen Funkenüberschlag an der Zündkerze.

Die Zündkerze ist ein wichtiger Bestandteil für eine optimale Verbrennung. Zum Zeitpunkt der Einleitung der Zündung muss ein zündfähiges und im besten Falle ein stöchiometrisches Gemisch an der Zündkerze vorhanden sein. Durch zyklische Schwankungen des Motors und Bauteiltoleranzen ist dies jedoch nicht immer gewährleistet. Die Folge sind Zündaussetzer, die einen unrunder Lauf des Motors und erhöhten Schadstoffausstoß hervorrufen. Eine zu optimierende Zündkerze setzt jedoch unter anderem ein genaues physikalisches Verständnis der Gasentladung an der Zündkerze voraus. Der minimale Zündspannungswert, der noch zu einem Durchschlag führt, wird durch folgende Parameter bestimmt: Geometrie der Elektroden, Druck und Gaszusammensetzung. Das System besteht jedoch nicht nur aus der Zündkerze. Eine optimierte Dimensionierung der Zündanlage erfordert Kenntnisse über die Korrelation zwischen dem Zündspannungswert und den einschlägigen Zündparametern.

Beispielweise ist es möglich die Zündanlage mit einem Netzwerkmodell abzubilden [1]. Der Zündfunke wird dabei durch eine Zenerdiode simuliert. Erste Berechnungen haben bereits gute Ergebnisse geliefert. Physikalisch gesehen muss jedoch von der vereinfachten Darstellung des Zündfunkens abgesehen werden. Dabei muss eine genaue Berechnung des ladungsabhängigen Widerstandes erfolgen. Dies kann nur geschehen, wenn die physikalischen Vorgänge zeitlich im Bereich von Nanosekunden auf Teilchenbasis verstanden sind. Dieser Zeitbereich wird in dieser Arbeit studiert. Beim Übergang in die Bogenphase greifen andere physikalische und numerische Modelle (Erhaltungsgleichungen anstatt Teilchensimulation). Anschließend ist denkbar ein neues Netzwerkmodell zu entwickeln, das den gesamten Entladungszyklus mit einschließt. Denkbar ist auch eine Art Hybridmodell zu entwickeln, das global ein Netzwerkmodell darstellt, den zeitabhängigen Widerstand und

sonstige physikalische Parameter an der Zündkerze durch eine kombinierte Teilchen- und Kontinuumsimulation berechnet.

Auf Teilchenebene wurden bereits einige Studien durchgeführt [2, 3, 4, 5, 6]. Sie basieren u.a. auf der FC-FEM (Flux corrected Finite Element Method), die die Differentialgleichungen einheitlich mit der FEM lösen und anschließend eine Korrektur der Flüsse, unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze durchführen. In dieser Arbeit wird dieses Problem umgangen, indem auf stochastische Methoden zurückgegriffen wird. Das System wird dabei ohne äußere Eingriffe sich selbst überlassen.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zum Verständnis des Funkendurchbruchs in einem Gas für kurze Schlagweiten dar, indem erstmalig ein Modell von einem Elektron ausgehend bis zu mehreren Lawinen auf Teilchenbasis vorgestellt wird. Erste Simulationsversuche auf der Basis der Monte-Carlo-Methode wurden bereits von mehreren Autoren durchgeführt [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16]. Es werden arithmetische Mittel für die physikalischen Parameter für die Gesamtheit der Teilchen angesetzt. Durch Modellmodifikationen werden physikalische Parameter den Ergebnissen aus Experimenten angepasst. Die Simulationen beschränken sich aufgrund der Rechenkapazität auf wenige Teilchen. Dadurch sind nur Grundsatzuntersuchungen möglich.

Experimentelle Untersuchungen stützen und bestätigen das in dieser Arbeit vorliegende Modell. Grundlage dieses Verfahrens ist die Monte-Carlo-Methode, die verschiedene Parameter wie Stöße, Stoßwinkel, Stoßpartner, Stoßart und Teilchengeschwindigkeiten nach dem Stoß stochastisch berechnet. Das Modell wird durch entstehende Photonen in der Elektronenlawine erweitert, die weitere Ladungsträger aus der Materialoberfläche erzeugen, die wiederum Ausgangspunkt für weitere Elektronenlawinen sein können. Dieser Prozess definiert die Bedingungen, die zum Funkendurchbruch führen, neu. Das Modell wird durch eine rechentechnische Optimierung abgerundet. Dieses Verfahren zur Beschleunigung der Rechenzeit wird in dieser Arbeit vorgestellt. Ausgehend von der Validierung an der Messkugelfunkstrecke mit genormten Werten aus der Literatur, wird auf die spezielle Anwendung des Funkendurchschlags an der Zündkerze eingegangen. Die Bewertung der Simulationsergebnisse erfolgt durch Ergebnisse aus Experimenten an einer Zündkerze. Hierbei werden insbesondere die Zündwahrscheinlichkeiten an einer Zündkerze beschrieben.

Kapitel 1

Gasentladung kurzer Schlagweiten

Die Theorie der Gasentladung konzentriert sich im Folgenden auf kurze Schlagweiten. Hierbei wird der Funkendurchbruch zwischen den Zündelektroden einer Zündkerze betrachtet. Sie hat im Schnitt eine Schlagweite von 0,7 mm und wird je nach Betriebszustand bei Drücken von ca. 6 bis max. 30 bar betrieben. Damit sind die gegebenen Rahmenbedingungen definiert, die dieser Arbeit zugrunde liegen. Für die vorliegende Arbeit sind die Zündelektroden das zu betrachtende lokale Subsystem, der Einfluss des gesamten Systems, einschließlich des Zündtransformators, muss im Vorfeld abgeklärt sein. Dadurch können Fehlerquellen während der Simulation vermieden werden, die durch zeitlich veränderliche physikalische Größen der speisenden Energie, das Subsystem beeinflussen. Für große Schlagweiten müssen weitere Modellannahmen (u.a. Koronaentladungen [17]) gemacht werden, die jedoch für Schlagweiten der Zündkerze zu vernachlässigen sind. Daher beschränken sich die Rechnungen auf kurze Schlagweiten. Im folgenden Kapitel wird auf das Zündsystem eingegangen, in dem die Zündkerze eingebettet ist.

1.1 Modell: Zündsystem

Der Einfluss der Eigenzeit des Zündtransformators kann beträchtlich sein während einer gesamten Entladungsentwicklung an der Zündkerze. Wichtig ist jedoch in Vorüberlegungen zu klären, inwieweit der Zeitfaktor eine Rolle spielt, damit nicht andere Faktoren im Netzwerksystem einen Einfluss an der Zündkerze ausüben. Dadurch müssen verschiedene Parameter, wie z.B. Spannung angepasst werden, da sie durch das System beeinflusst werden und dementsprechend korrigiert werden müssen. Streamer- und Townsend-Modell haben eine gewisse Entstehungszeit. Streamer sind unkritisch, da sie kurze Funkenentladungszeiten im Bereich von Nanosekunden aufweisen. Die Gasentladung entnimmt ihre Energie von der Kerzenkapazität, der Zündtransformator kann die Energie nicht schnell genug nachliefern. Townsend spielt sich jedoch im Zeitbereich von hunderten Nanosekunden ab. Auf die entsprechenden Modelle einer Gasentladung wird in Kapitel 1.4 eingegangen. Der Zündtransformator greift nun auf das Subsystem "Zündkerze", der Spannungsabfall ist nicht mehr vernachlässigbar. In Kapitel 6.1.1 wird durch die Simulationen deutlich, dass

bei bestimmten Druck- und Spannungsbedingungen nur das modifizierte Streamer-Modell in Erscheinung tritt. Zum modifizierten Modell und der dadurch neu herausgearbeiteten Definition des Funkendurchbruchs in dieser Arbeit, wird in Kapitel 5.1 eingegangen. Daher kann im Folgenden nur die Zündkerze im System betrachtet werden, der Einfluss des Zündtransformators in diesem Zeitbereich ist vernachlässigbar.

Mit der Monte-Carlo-Simulation können Vorströme simuliert werden (Bild 1.1), die kurz vor dem Durchbruch entstehen. Die Monte-Carlo-Simulation zeigt, dass Vorströme kurz vor dem Funkendurchbruch von ca. 0,1 mA (Funkenwiderstand 20 M Ω) fließen. Die hier in der Arbeit verwendete Simulation spiegelt auch qualitativ sehr gut das Verhalten der Ströme kurz vor dem Funkendurchbruch an einer Zündkerze dar. Ein Experiment dazu wurde bei Robert Bosch durchgeführt [18]. Werden diese Rechnungen und Experimente mit den simulierten Werten des vereinfachten Netzwerkmodells (Bild 1.2) verglichen, ist zu beobachten, dass die Ströme kurz vor dem Funkendurchbruch an der Zündkerze sehr gering sind (Bild 1.3). Mit der Netzwerksimulation wird noch ein geringerer Funkenwiderstand von 2 M Ω angenommen, um den Einfluss der Kerzenkapazität zu beobachten. Dadurch fließt ein Strom von 1 mA. Erst bei viel geringeren Funkenwiderständen wird der Einfluss auf die Kerzenkapazität größer, die jedoch nicht der Realität entsprechen. Eine Korrektur in der versorgenden Spannung muss während einer Simulation nicht durchgeführt werden. Diese Vorüberlegung vereinfacht und beschleunigt das ganze Rechenverfahren enorm. Im folgenden Kapitel wird auf die Theorie der Gasentladung eingegangen, die Grundlage für das Simulationsmodell in dieser Arbeit ist.

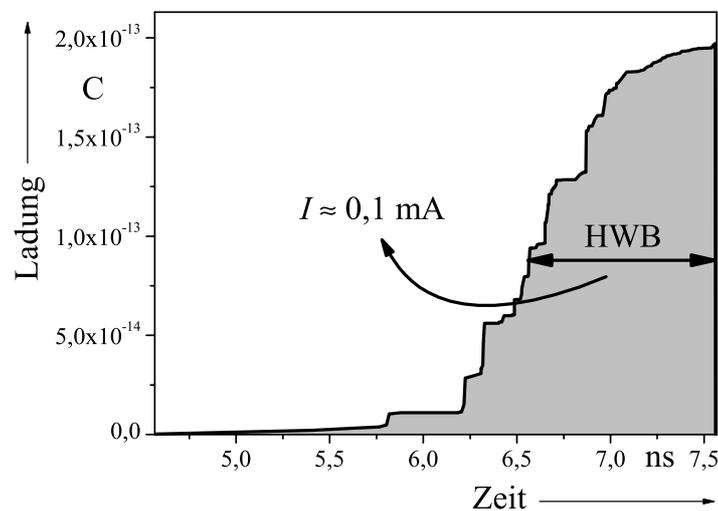


Bild 1.1: Monte-Carlo-Simulation (Entladungsentwicklung zwischen zwei Elektroden): Vorströme bei $U = 2$ kV, Schlagweite $s = 1$ mm. Aus der Halbwertsbreite (HWB) wird der Strom errechnet.

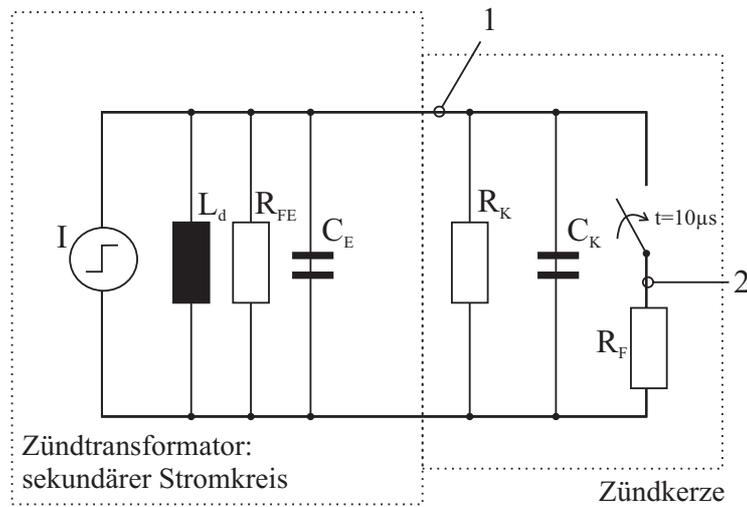


Bild 1.2: Vereinfachtes Netzwerkmodell eines Zündsystems (speisendes Netzwerk mit sekundärem Stromkreis und Zündkerze mit Entladung). R_F ist dabei der Funkenwiderstand, R_K der Verschmutzungswiderstand innerhalb eines Zündkerzenlebens, sowie C_K die Zündkerzenkapazität. R_{FE} ist der Ersatzwiderstand (Hysteresekurve), C_E die Eigenkapazität und L_d die differentielle Induktivität im sekundären Stromkreis [19]. Die Simulationsergebnisse sind in Bild 1.3 dargestellt.

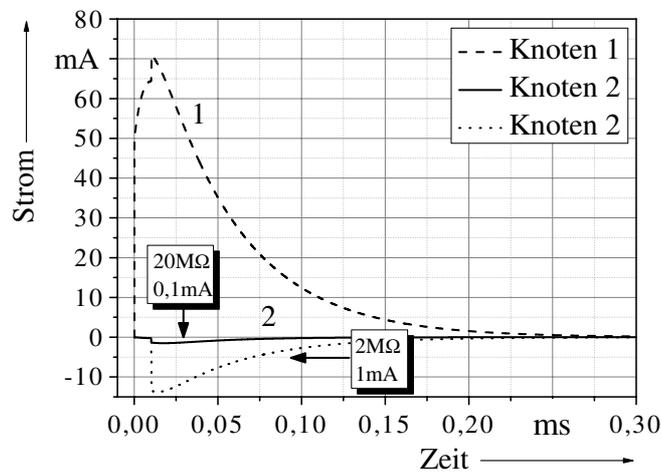


Bild 1.3: Netzwerksimulation: Stromverläufe im Zündsystem nach Bild 1.2 bei zwei verschiedenen Widerständen R_F im Gasraum. Die Ströme werden an den Knoten 1 und 2 entnommen.

1.2 Strom-Spannungscharakteristik einer Funkenstrecke

Eine hochisolierende Gasstrecke kann unter dem Einfluss hoher elektrischer Feldstärken leitfähig werden. Die dazu notwendige Feldstärke korreliert stark mit einer Reihe von Parametern, z.B. Gaszusammensetzung, Druck und Geometrie der Funkenstrecke. Der makroskopische Übergang vom quasi unendlichen Widerstand zum hohen Leitwert lässt sich durch mikroskopische Prozesse erklären, die die Qualität und Schnelligkeit dieses Phasenüberganges weitgehend beeinflussen.

Bild 1.4 zeigt eine typische stationäre Strom-Spannungscharakteristik einer Funkenstrecke mit einem Vorwiderstand. Charakteristisch für Gasentladungen sind die in weiten Bereichen nahezu konstanten Strom-Spannungs-Verläufe, wogegen beim Stromfluss in festen Körpern eine Potenzialerhöhung meistens auch einen Stromanstieg nach sich zieht. Die elektrische Leitfähigkeit eines Gases hängt teilweise von äußeren Parametern, aber auch von der Stromstärke ab. Weiterhin treten Unterschiede in der räumlichen Konstanz bestimmter elektrischer Größen auf. Während in homogenen Leitern die Spannung auf Grund des konstanten spezifischen Widerstandes durch ein lineares Verhalten gekennzeichnet ist, zeigt sie längs einer Gasentladung einen räumlich veränderlichen Verlauf, der vor allem in Elektrodennähe sehr unregelmäßig ist. Der Stromfluss von 10^{-19} bis 10^{-14} A wird auch als unselbständige Townsendentladung bezeichnet, da er nur durch äußere Faktoren aufrechterhalten wird. Bei höheren elektrischen Feldstärken ist sie selbständig, d.h. im Bereich von 10^{-14} bis 10^{-5} A. Beide Entladungsarten sind frei von Leuchterscheinungen. Für Strö-

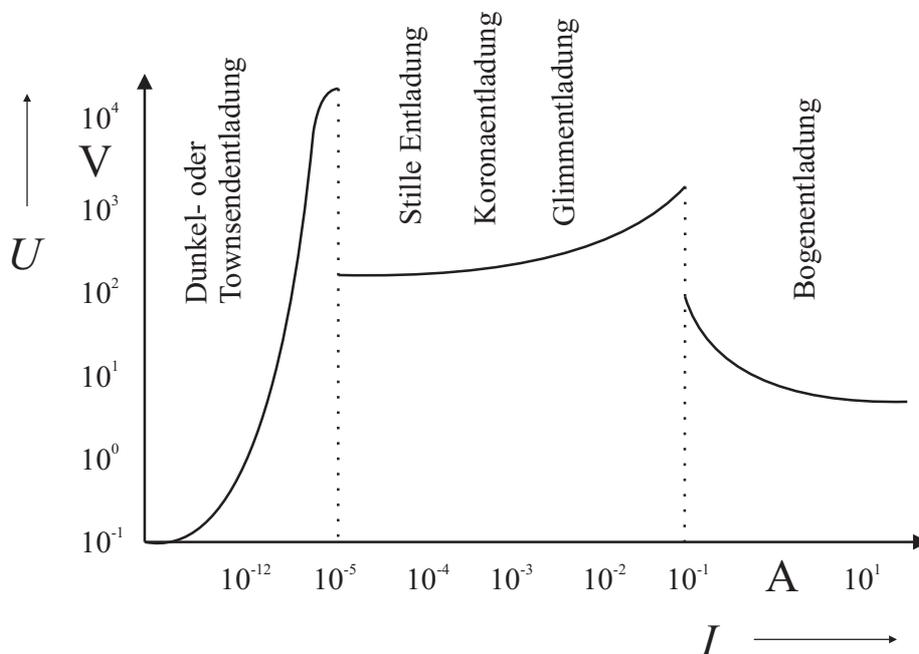


Bild 1.4: Stationäre Strom-Spannungscharakteristik [20, 21].

me zwischen 10^{-5} A und 10^{-1} A wird ein konstanter Spannungsverlauf beobachtet. Die Korona- und die Glimmentladung sind in diesem Bereich vorzufinden. Der Abschnitt der steil ansteigenden Spannung bei 10^{-1} A kennzeichnet den Übergang von der Glimm- zur Bogenentladung. Bei Strömen von mehr als 10^{-5} A sind auch mit Leuchterscheinungen verbundene Entladungsvorgänge zu beobachten.

Diese Arbeit beschäftigt sich im Wesentlichen mit der lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger bis zur Bildung eines Funkenkanals ohne Leuchterscheinungen, sowie der Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von den physikalischen Vorgängen in dieser Phase.

Folgend können drei Phasen bis zum Einsatz der Durchbruchspannung beschrieben werden:

Die ohm'sche Phase: Die vorhandenen sowie die durch äußere Einwirkungen neu erzeugten Ladungsträger, driften zu den entgegengesetzt gepolten Elektroden hin. Auf Grund der quasi konstanten Elektronendichte macht die Driftgeschwindigkeit den Strom aus. Da die Beweglichkeit der Elektronen bei den schwachen Feldern feldunabhängig ist, ist der Strom folglich proportional zum elektrischen Feld und somit zur Spannung.

Die Sättigungsphase: Die Erzeugungsrate der Ladungsträger in der Gasstrecke ist gleich der Rate derer, die auf die entsprechenden Elektroden prallen und neutralisiert werden.

Die Phase der lawinenartigen Vermehrung: Die Elektronen entnehmen dem elektrischen Potenzial soviel Energie, dass sie Gasteilchen ionisieren können. Es kommt hiermit zu einer Vermehrung der Ladungsträger. Die hier ablaufenden Prozesse können den Durchschlag einleiten und sind für den Durchschlagmechanismus von entscheidender Bedeutung.

Je nachdem mit welcher Anstiegsflanke die Spannung hochgefahren wird und abhängig davon, ob die Funkenstrecke abgeschirmt ist oder nicht, beeinflussen die drei Phasen mehr oder minder den Wert der Durchschlagsspannung.

Eine Entladung kommt zustande, indem sich ein Plasma zwischen beiden Elektroden ausbildet. Die Intensivierung gewisser Vorgänge, die im Folgenden einzeln erörtert werden, mündet in einen elektrisch leitfähigen Kanal. In diesem Zusammenhang werden die folgenden drei Punkte in dieser Arbeit ausgiebig untersucht:

- Startelektronen
- die Stochastik der Lawinenbildung ausgehend von wenigen Elektronen
- der deterministische Wachstum der Lawine und der Übergang von der Elektronenlawine zum leitfähigen Kanal.

1.3 Atomare Vorgänge in einer Gasentladung

1.3.1 Emissionsprozesse

Ein Elektron heißt lawinenwirksam, wenn es die gesamte Strecke zur Verstärkung ausnutzt. Dies geht aus dem Hintergrund des exponentiellen lawinenartigen Wachstums der Ladungsträger hervor. Aus dem Grund werden die wirksamsten Startelektronen vorzugsweise aus der Kathode emittiert. Die wichtigsten Prozesse hierbei sind [22, 23]:

Photoemission: Trifft ein Photon mit einer Energie $h\nu$, die größer als die Austrittsarbeit des Metalls W_A ist, auf die Kathode, kann es ein Elektron aus der Kathode herauslösen. Da eine typische Austrittsarbeit bei Metallen etwa $W_A = 5$ eV beträgt, muss das Photon im UV-Bereich oder darüber liegen. An die Zündelektroden im Motor gelangt solche Strahlung aufgrund der Abschirmung durch die Motorzylinder nicht. Die Photoemission wird deshalb nur wirksam, wenn während der Lawinenbildung angeregte Teilchen sich unter Abgabe hochenergetischer Photonen abregen und diese die Kathode treffen, falls sie nicht vom Gas absorbiert werden. Auf die physikalischen Grundlagen wird im Kapitel 4 näher eingegangen, da die Photoemission großen Einfluss auf die Bereitstellung von weiteren Ladungsträgern hat und einen Funken durchbruch begünstigen kann. In dieser Arbeit wird deshalb das Hauptaugenmerk auf diesen Prozess gelegt.

Thermoemission: Bei genügend hoher Temperatur besitzen einige Elektronen aufgrund der Verschmierung der Fermiverteilung im Metall eine kinetische Energie, die größer ist als die Austrittsarbeit. Da die Mittelelektrode der Zündkerze solche Temperaturen nicht erreicht, wird die Thermoemission nicht weiter betrachtet.

Feldemission: Die Elektronen an der Grenzschicht (Metall-Gas) können die Potenzialbarriere, deren Höhe der Austrittsarbeit entspricht, nicht ohne weiteres überwinden. Durch Anlegen eines äußeren Feldes wird diese Barriere zu einem Potenzialberg, der von Elektronen quantenmechanisch durchtunnelt werden kann (siehe Bild 1.5).

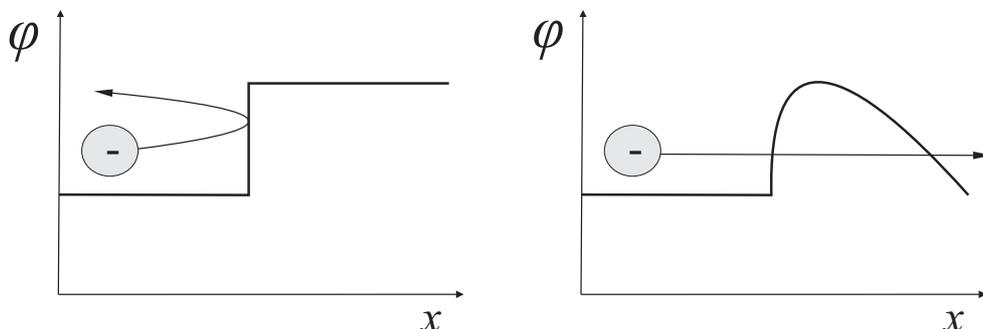


Bild 1.5: Potenzialbarriere ohne und mit Anlegen eines elektrischen Feldes.