

Einleitung

Vor über 100 Jahren präsentierte Robert Bosch erstmals eine Zündkerze in Kombination mit einem Hochspannungs-Magnetzünder. Ihm gelang damit der entscheidende Durchbruch für das mobile Zeitalter. Seit dieser Zeit hat eine stetige Weiterentwicklung nicht nur der Zündkerze sondern des gesamten Zündsystems stattgefunden. War es zunächst ausreichend, Kraftstoff-Luft-Gemische unabhängig von Qualität der eingeleiteten Verbrennung zu zünden, fand Mitte des letzten Jahrhunderts, u.a. begründet durch den Gesetzgeber, ein Umdenken statt. Die Gemischzündung alleine war für viele Hersteller nicht mehr ausreichend. Vielmehr spielten bis dahin untergeordnete Aspekte wie Verbrauch und damit Schadstoffausstoß sowie das Gewicht und die Langlebigkeit der Systeme eine entscheidende Rolle [1][2]. Erhebliche Fortschritte in dieser Richtung wurden durch den Einsatz veränderter Materialien erreicht sowie durch spezielle Downsizing-Konzepte, die eine Verkleinerung der Motorkomponenten erbrachten. Neue Motor- und Einspritzkonzepte ermöglichten zudem deutlich leistungsstärkere Motoren bei gleichzeitig verringertem Schadstoffausstoß [3][4][5][6].

Noch heute ist die induktive Zündung, trotz immer wiederkehrender Bemühungen sie vom Markt zu verdrängen, das am weitesten verbreitete Zündsystem [7]. Weiterentwicklungen konzentrieren sich hierbei vorrangig auf die Verbesserung der Zündsicherheit vor allem unter Magerbedingungen, einen hohen Wirkungsgrad, eine lange Lebensdauer der Zündkerze sowie eine stetige Verringerung des Schadstoffausstoßes. Ein entscheidender Schritt im Zuge der Optimierungen ist die Einführung des dezentralen Zündsystems mit Einzelfunken-Zündtransformatoren anstelle zentraler Zündsysteme, so dass jedem Zylinder ein eigener Zündtransformator zugeordnet ist [8]. Vorteilhaft daran ist, dass Zündzeitpunkt sowie Funkenbrenndauer zylinderselektiv optimal an den Motor und den aktuellen Betriebszustand angepasst werden können. So können der Verbrennungsvorgang und damit unter Anderem die Auswirkungen auf die Umwelt und auf die EMV des Zündsystems [9] für jeden Zylinder individuell optimiert werden. Auch können die Zündtransformatoren um sensorische Komponenten wie beispielsweise Klopf- oder Verbrennungsaussetzererkennung [10][11][12][13] erweitert werden, die weitere Potenziale zur Emissionsreduktion bieten.

Um den Zündvorgang weiter optimieren zu können, ist es notwendig, den Ablauf des Verbrennungsprozesses im Detail zu kennen und zu verstehen. Dazu zählt neben dem Verständnis des Funkens und der Verbrennung auch die Kenntnis des Energiebedarfs für eine sichere Entflammung bzw. eine schadstoffarme Verbrennung. Umfangreiche systematische Untersuchungen an Funkenentladungen werden bereits seit Beginn des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Ein umfassender Überblick über die Erkenntnisse der Untersuchungen findet sich unter anderem in [14]. Bestrebungen, den Verbrennungsablauf zu verstehen, waren und sind immer noch Gegenstand der aktuellen Forschung. Um die Schnittstelle zwischen dem Zündfunken und der Verbrennung zu verstehen, konzentriert sich die Forschung seit einigen Jahrzehnten zunehmend auf die Wechselwirkung zwischen dem Funkenplasma und dem Gasgemisch [15]. Die Zielsetzung dabei ist, durch eine optimale Verbrennungseinleitung zum einen Zündenergie und damit verbunden Raum und Gewicht des Zündsystems zu sparen, zum anderen aber auch natürliche Ressourcen durch verringerten Benzinverbrauch und damit die Umwelt zu schonen.

Die stetig wachsende Leistungsfähigkeit von Rechnersystemen nimmt einen immer größer werdenden Stellenwert bei Neuentwicklungen und Optimierungen ein. So ist es heute selbstverständlich, schon im Entwicklungsstadium umfangreiche Simulationen einzelner Teilbereiche der Zündung durchzuführen [16][17][18][19][20][21][22]. In der Regel werden dabei direkt die physikalischen Prozesse teilweise bis hinunter auf die Teilchenebene nachgebildet.

Eine weitere Möglichkeit für den Einsatz moderner Rechner besteht in der Arbeit mit physikalisch begründeten Netzwerkmodellen, wie sie beispielsweise für Transformatoren angewendet werden. So findet sich in [23] ein Verfahren zum *top-down*-Entwurf von Netzwerkmodellen für Betriebsmittel mit nichtlinearen Eigenschaften. Dies ermöglicht es, ausgehend von der bekannten und gewünschten Wirkung eines Systems die optimalen Modellparameter des Systems zu bestimmen. Bezogen auf Zündtransformatoren kann das Verfahren angewendet werden, um bei bekanntem Schnittstellendatensatz für die Ausgangsgrößen (z.B. Funkenstrom und Funkenspannung) ein Netzwerkmodell mit den für den gewünschten Anwendungsfall günstigsten Eigenschaften zu generieren. Aus diesem Modell können dann Rückschlüsse für eine optimale Konstruktion von Zündtransformatoren gezogen werden.

Ein Problem dieses Simulationsmodells ist, dass für die Bestimmung der optimalen Ausgangsgrößen eine exakte Kenntnis des Zünd- und Verbrennungsvorgangs unabdingbar ist. So wird im Motor nicht nur die Verbrennung vom Zündfunken beeinflusst, sondern ein laufender Verbrennungsprozess wirkt sich rückwirkend auch entscheidend auf das Verhalten der Zündfunken aus. Somit verändert der Zündfunke, der aus Sicht eines Zündtransformators als dessen Last erachtet werden kann, während des Verbrennungsprozesses dynamisch sein Verhalten. Es ist daher erforderlich, ihn für aussagekräftige Simulationsergebnisse als Submodell in das Netzwerkmodell zu integrieren. Dies eröffnet die Möglichkeit, Entwurfsverfahren für Zündtransformatoren mit Berechnungen zu Verbrennungsvorgängen zu koppeln und die Schnittstellendaten optimal auf beide Systeme abzustimmen. Dadurch entsteht ein heute noch ungenutztes Optimierungspotenzial zur Verbesserung der ottomotorischen Verbrennung.

Die Ableitung eines Zündfunkenmodells setzt umfangreiche Untersuchungen an Zündfunken voraus, um den Einfluss äußerer Parameter wie beispielsweise Druck und Temperatur auf die elektrischen Funkenkennlinien zu kennen. Für herkömmliche zentrale Zündsysteme sind dazu bereits umfangreiche Untersuchungen durchgeführt worden [24][25][26], nicht jedoch für dezentrale Zündsysteme. Gerade hierbei wird jedoch ein leicht verändertes Funkenverhalten erwartet, da beispielsweise die Entladephase der Hochspannungskabelkapazität entfällt. Aufbauend auf einer kurzen Darstellung der bisher bekannten Funken-theorien wird deshalb zunächst ein Messsystem für dezentrale Zündsysteme konstruiert, das die Funkenkenngrößen Strom und Spannung breitbandig und zeitsynchron erfasst. Mit Hilfe des Messsystems entsteht ein umfangreicher Datensatz für Zündfunken bei unterschiedlichen Bedingungen. Dabei wird vor allem der Einfluss äußerer Parameter wie beispielsweise Schlagweite und Elektrodengeometrien auf das Verhalten von Zündfunken untersucht. Aus den Messdaten wird ein Netzwerkmodell für den Zündfunken generiert, das über den gesamten Zeitraum der Funkenentladung auch ohne aufwändige Statistik die elektrische Kennlinie des Funkens beschreibt. Dieses Modell wird anschließend erstmalig mit einem eigens für den verwendeten Transformator optimierten Modell für das Zündsystem kombiniert. Durch Vergleiche der Simulationsergebnisse mit Messungen wird die Gültigkeit und Tragfähigkeit des Modells für das vollständige Zündsystem gezeigt.

1 Grundlegende Eigenschaften von Funkenentladungen

Der elektrische Durchschlag von Gasen ist aus zweierlei Gründen von besonderem technischem Interesse. Zum einen wird in der Hochspannungstechnik in der Regel versucht, Durchschläge zu verhindern bzw. die Auswirkungen einzuschränken, da sonst verheerende Zerstörungen technischer Anlagen auftreten können. Im Gegensatz dazu wird der beim Durchschlag einer Gasstrecke auftretende sehr kurzzeitige Übergang von einem guten Isolator zu einem guten Leiter für viele Anwendungen, z.B. Entflammung von Kraftstoff-Luft-Gemischen, bewusst herbeigeführt [14].

Voraussetzung für Gasentladungen aller Art ist in jedem Fall das Vorhandensein eines Startelektrons sowie elektrischer Feldkräfte zwischen zwei Elektroden, die zu einer Ladungsträgerverschiebung führen. Beschleunigt durch die Feldkräfte verursacht das Elektron Lawinen, deren Art der Fortpflanzung den Entladungsmechanismus, beispielsweise die elektrodenverbindende Townsendentladung, bestimmt.

Sobald sich ein leitender Kanal zwischen den Elektroden ausgebildet hat, bricht die Funkenspannung auf die Brennspannung zusammen und es entsteht ein Funke. Ob sich aus diesem Funken im weiteren Verlauf ein Lichtbogen entwickelt, hängt maßgeblich vom Energiegehalt und dem Innenwiderstand der Entladungsquelle ab. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Zündfunken handelt es sich um Funkenentladungen, deren hohe Kerntemperatur zur Zündung von Kraftstoff-Luft-Gemischen genutzt wird. Der Innenwiderstand der Zündfunkenquelle wird maßgeblich durch die Gestaltung des Zündsystems beeinflusst.

Im Folgenden wird zunächst ein kurzer Überblick über die Entstehung von Gasentladungen im Allgemeinen gegeben, bevor danach auf die speziellen Eigenschaften von Zündfunken eingegangen wird. Mit diesem Wissen ist es möglich, die erforderlichen Mindestanforderungen zur Konstruktion für das in *Kapitel 2* beschriebene System zur messtechnischen Erfassung der Funkenparameter definieren zu können.

1.1 Entladungsentwicklung

Zu Beginn einer Entladung muss immer mindestens ein freies Teilchen (Anfangsladungsträger) zur Verfügung stehen, dem innerhalb einer elektrodenbegrenzten Fläche so viel Energie zugeführt wird, dass es durch Stoßionisation weitere Ladungsträger freisetzen kann. Die entstehende Elektronenlawine breitet sich dann in Richtung Anode aus. Die Anfangsladungsträger können sowohl künstlich als auch durch die natürliche Radioaktivität sowie Höhenstrahlung erzeugt werden, weshalb ein Durchschlag aufgrund der natürlichen Streuung immer erst nach einer statistischen Streuzeit auftritt.

Die Elektronenlawinen ionisieren durch weitere Stoßprozesse mit der Zeit den gesamten Funkenkanal. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger bestimmt dabei den anschließenden Durchschlagsmechanismus. Eine Trägerzahl von $n > 10^8$ erzeugt einen Streamerdurchschlag, während darunter der Townsend-Mechanismus dominiert [14].

1.1.1 Streamerdurchschlag

Ein Streamerdurchschlag entsteht, wenn bei einem Lawinenprozess zwischen zwei Elektroden die Trägerzahl des Lawinenkopfes mindestens $n = 10^8$ beträgt. Wird die notwendige Mindestanzahl an Elektronen im Lawinenkopf nicht erreicht, können die Elektronen von der Anode abgesaugt werden, ohne dass es zum Durchschlag kommt. Bei ausreichender Trägerzahl bilden die innerhalb der Lawine mit hoher Geschwindigkeit wandernden Elektronen einen Lawinenkopf aus, während die aufgrund ihrer Masse quasi ortsfesten positiven Ionen den lang gezogenen Schwanz der Lawine erzeugen. Dies führt zu einem Eigenfeld der Lawine, welches sich dem von außen angelegtem Feld überlagert und eine vermehrte Strahlungsemission im UV-Bereich zur Folge hat. Die durch die Strahlung erzeugten Ladungsträger außerhalb der Lawine sind wiederum Ausgangspunkt neuer Lawinen. Auf diese Weise bewegt sich der Entladungskanal (Streamer) mit geringer Leitfähigkeit auf die Elektroden zu. Erhebliche Teilstrecken werden dabei durch sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegende Photonen überbrückt, so dass eine Ausbreitungsgeschwindigkeit des Streamers in Luft bei Normaldruck von $v_{ST} = 10..100 \text{ cm}/\mu\text{s}$ erreicht wird. Sobald der Streamer die Elektroden erreicht, wird er thermoionisiert und dadurch hochleitend. Sofern die Spannungsquelle einen endlichen Innenwiderstand besitzt, bricht daraufhin die Spannung über der Durchschlagsstrecke zusammen [14][27].

Der Streamerdurchschlag ist weitestgehend auf mittlere Schlagweiten, geringe Drücke und geringe Inhomogenitäten beschränkt. Ab Schlagweiten von ca. $s = 1$ m verhält sich die Entladung nach einem kombinierten Streamer-Leader-Mechanismus. Ausgehend vom Leaderkopf entwickelt sich die so genannte Leaderkorona, die sich vom Leaderkopf aus kegelförmig durch Photoionisation im Raum ausbreitet. Die in der Leaderkorona gebildeten energiereichen Elektronen wechselwirken mit den Gasmolekülen im Leaderkanal und bewirken ein starkes Aufheizen des Kanals. Die dadurch hervorgerufene Thermoionisation hat zur Folge, dass sich die Ladungsträgerdichte stark erhöht. Damit weist der Leader im Vergleich zum Streamer eine wesentlich höhere Leitfähigkeit auf [27].

Der Streamer-Leader-Mechanismus tritt unter Normaldruck ab Schlagweiten von etwa $s = 1$ m auf. Für größere Drücke kann er auch schon bei kleineren Schlagweiten beobachtet werden. Bei den für Zündfunken üblichen Schlagweiten im Bereich von $s \leq 1$ mm kann jedoch selbst bei den im Brennraum üblichen Drücken von mehreren bar der Streamer-Leader-Mechanismus ausgeschlossen werden.

1.1.2 Townsend-Entladung

Wird bei Ankunft der Lawine an der Anode nicht die kritische Ladungsträgerzahl von $n = 10^8$ erreicht, besteht dennoch eine Möglichkeit, die Entladung aufrecht zu erhalten. Dazu müssen weitere Ladungsträger z.B. durch Ausschlagen von Sekundärelektronen aus der Kathode erzeugt werden. Die Anzahl der nachgelieferten Ladungsträger wird mathematisch beschrieben durch *Gleichung 1.1* [28]:

$$\mu = \gamma(e^{\alpha s} - 1), \quad (1.1)$$

mit:

μ = Anzahl nachgelieferter Ladungsträger

γ = Rückwirkungskoeffizient oder zweiter Townsendscher Ionisierungskoeffizient

α = erster Townsendscher Ionisierungskoeffizient

s = Schlagweite.

Für Werte von $\mu < 1$ sinkt mit abnehmendem μ die Anzahl der Folgelawinen mit dem Ergebnis, dass die Entladung vollständig erlischt. Bei $\mu = 1$ (Townsend'sches Durchschlagskriterium) handelt es sich um eine selbstständige Entladung, bei der gerade so viele neue Lawinen erzeugt werden, wie zur Aufrechterhaltung der Entladung benötigt werden. Erst für $\mu > 1$ steigt der Strom stetig an, so dass es zum Durchbruch nach dem Townsend-Mechanismus kommt.

Der Durchschlag nach dem Townsend-Mechanismus erfolgt in der Regel bei geringen Überspannungen und bei deutlich kleineren Schlagweiten als für die Streamerentladung üblich sind. Bei den für Zündfunken üblichen Schlagweiten von $s \approx 1$ mm kann deshalb bei Normaldruck in der Regel von einem Durchschlag nach dem Townsend-Mechanismus ausgegangen werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass Zündfunken im Kraftfahrzeug üblicherweise unter erheblich höheren Drücken entstehen, so dass die mittlere freie Weglänge deutlich reduziert ist. Folglich ist damit zu rechnen, dass im Normalbetrieb Durchschläge nach dem Streamer-Mechanismus wahrscheinlicher sind [38].

1.1.3 Zündverzugszeit

Ein elektrischer Durchschlag erfordert immer eine Mindestdurchbruchspannung U_0 zwischen den Elektroden. Bei statischer Beanspruchung der Durchschlagsstrecke tritt diese Spannung bei der kritischen Feldstärke E_0 auf, wenn Feldveränderungen durch Raumladungseffekte unberücksichtigt bleiben. Wird eine Gasstrecke allerdings mit einer impulsförmigen Spannung beaufschlagt, muss der Zündverzug der Gasentladung mit berücksichtigt werden, was zu einer deutlichen Erhöhung dieser Durchbruchsspannung führen kann. Dargestellt wird dieses Verhalten in der Spannungs-Zeit-Kennlinie nach **Bild 1.1**. Nach Erreichen der Spannung U_0 wird zunächst ein Anfangselektron benötigt, welches aufgrund natürlicher Streuprozesse in der Regel erst nach einer statistischen Streuzeit t_s zur Verfügung steht [29]. Ebenfalls einige Zeit in Anspruch nimmt der Lawinenaufbau (t_L) sowie die maßgeblich vom Durchschlagsmechanismus bestimmte Funkenaufbauzeit t_A . Allgemein wird die vom Überschreiten der Mindestdurchbruchspannung U_0 bis zum Durchschlag benötigte Gesamtzeit als Zündverzugszeit bezeichnet [17][27].

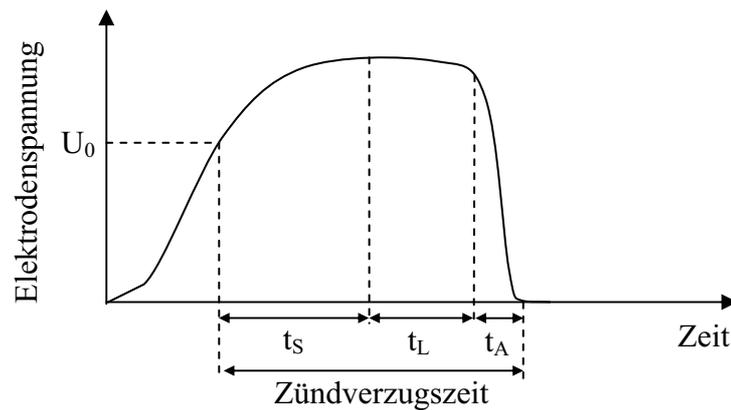


Bild 1.1: Zusammensetzung der Zündverzugszeit bei impulsförmiger Beanspruchung einer Gasstrecke.

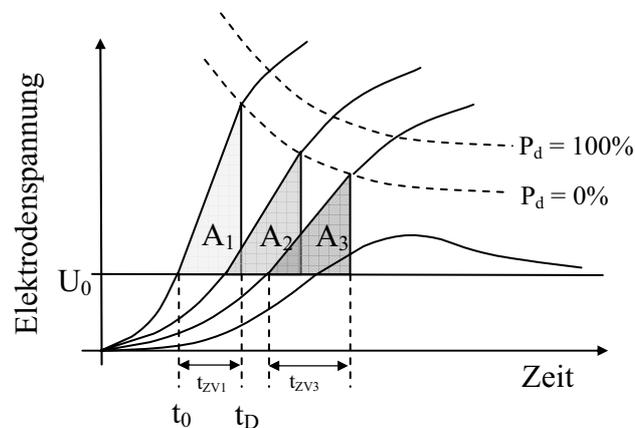


Bild 1.2: Spannungszeitflächenkriterium für Gasentladungen nach [30] mit Durchschlagswahrscheinlichkeit P_D . Die Anstiegsgeschwindigkeit der beanspruchenden Spannung bestimmt maßgeblich den Zeitpunkt des Durchschlags.

Für die Lawinenaufbauzeit von Streamerentladungen wurde in [30] das Spannungs-Zeit-Flächenkriterium aufgestellt, das mit einigen Modifikationen auch für andere Durchschlagsarten angenähert werden kann. Sobald die Spannung U_0 überschritten ist, kommt es zum Zeitpunkt t_D , bei dem eine für die Anordnung charakteristische Spannungszeitfläche A nach Gleichung 1.2 überschritten ist, zum Durchschlag (**Bild 1.2**).

$$\int_{t_0}^{t_D} [U(t) - U_0] \cdot dt = A = const. \quad (1.2)$$

Steht zum Zeitpunkt des Auftretens der Spannung U_0 aufgrund der statistischen Streuung nicht unmittelbar ein Startelektron zur Verfügung, erfolgt der Durchbruch entsprechend

verzögert. Da sich das Vorhandensein eines Startelektrons ausschließlich auf den Zeitpunkt des Durchbruchs, nicht jedoch auf den Verlauf der Spannung auswirkt, kann die Durchschlagswahrscheinlichkeit durch ein Streuband oberhalb der Fläche A berücksichtigt werden.

Bild 1.2 zeigt weiter, dass die Zündverzugszeit maßgeblich durch die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit bestimmt wird. Bei Zündsystemen wird die Spannungsanstiegsgeschwindigkeit durch den mechanischen Aufbau des Zündtransformators bestimmt. Somit kann durch geeignete Maßnahmen im Transformator zwar der Durchbruchzeitpunkt nach vorne verlegt werden, jedoch ist zu beachten, dass die benötigte Durchbruchsspannung damit deutlich ansteigt, was möglicherweise Festigkeitsprobleme nach sich zieht.

1.1.4 Funkengesetze

Sobald die gesamte Strecke zwischen den Elektroden leitend verbunden ist, bricht die Spannung zwischen den Elektroden ein. Der Zeitpunkt bis zum Erreichen der Funkenbrennspannung ist Inhalt vieler Untersuchungen geworden und erlangte vor allem durch die Funkengesetze von Toepler, Rompe und Weizel sowie Braginskii Beachtung [31][32][33][34][35]. Ihre Gesetze, die sowohl theoretischen als auch empirischen Ursprungs sind, liefern einen Zusammenhang zwischen dem Kanalwiderstand und der bis zum jeweiligen Zeitpunkt durch das Plasma transportierten Ladungsmenge. Sie sind experimentell unter anderem für Luft und Stickstoff bestätigt.

In [36] wird eine für alle drei Gesetze gültige allgemeine Form aufgestellt:

$$R(t) = \frac{s}{K_n \left(\int_0^t I^\zeta dt' \right)^\delta}. \quad (1.4)$$