

Feldelektrische Halbleiter

Ákos Kun, Fachingenieur für Elektrotechnik, Budapest

Anmeldungstag: 9.12.1977

Die erfundenen feldelektrischen Halbleiter sind Dreischicht-Halbleiter mit identischem Leitungstyp in den beiden Randschichten, in denen der Ladungsträgerstrom grundsätzlich durch die Verhältnisse des elektrischen Feldes zwischen den einzelnen Schichten bestimmt wird.

Die zur Zeit verwendeten, modernen Halbleiter sind fast ausnahmslos nach dem Einsatz der Elektronenröhre erschienen und haben die Bedeutung der über Jahrzehnte hinweg vorherrschenden Gleichrichter- und Verstärkerelemente auf Basis der Wärmeemission allmählich reduziert. Unter den modernen Halbleiter-Bauelementen gibt es jedoch ein Element, das bereits - wenn auch in primitiver Form - weit vor der Elektronenröhre bekannt war: die Halbleiterdiode. Diese in der Zwischenzeit in Vergessenheit geratene Urdiode auf Galenitkristall-Basis verdankt dem Erscheinen des ersten Transistors ihre Wiedergeburt. Von diesem Zeitpunkt an wurde sie in immer zuverlässigeren und vielseitigeren Varianten zum unentbehrlichen elektronischen Bauelement unserer Zeit. Da das Funktionsprinzip der erfundenen feldelektrischen Halbleiter auf diesem, seit längerer Zeit bekannten Gleichrichterelement auf Halbleiterbasis bzw. auf einer daraus

technologisch weiterentwickelten Variante, der Esaki-Diode beruht, soll zunächst der Wirkungsmechanismus der Esaki-Dioden beschrieben werden.

Zum leichteren Verständnis der Vorgänge, die sich in Esaki-Dioden und damit in den erfundenen feldelektrischen Halbleitern abspielen, beginnen die Untersuchungen mit dem einfachsten Gleichrichterelement auf Halbleiterbasis, mit der herkömmlichen Zweischicht-Gleichrichterdiode. Im auf Abb. 1/a dargestellten spannungslosen Zustand herkömmlicher Dioden mit Halbleiterschichten unterschiedlichen Leitungstyps tritt durch den Konzentrationsunterschied zwischen den beiden Halbleiterschichten über die Grenzschicht ein gegenseitiger Ausgleichsprozess auf, durch den die elektrische Neutralität der Grenzschicht aufgehoben, und die p-Schicht auf negatives, die n-Schicht auf positives Potential gebracht werden. Auf die zu beiden Seiten der Grenzschicht oder Übergangsschicht auftretenden Ladungsträger wirken jedoch nicht nur die Majoritätsladungsträger entgegengesetzter Polarität, sondern zwischen den Ladungen der Grenzschicht wird ebenfalls ein elektrisches Kraftfeld aufgebaut, das ein unbegrenztes Diffundieren der entgegengesetzten Ladungsträger der beiden Schichten verhindert. Der Diffusionsvorgang wird somit von selbst begrenzt und es kommt schließlich zu einem Gleichgewichtszustand zwischen den Majoritätsladungsträgern der beiden Schichten, während in der Grenzschicht unter Wirkung des elektrischen Feldes die Diffusionsspannung entsteht. Die Bereiche ausserhalb der Grenzschicht

nehmen infolge des Konzentrationsausgleichs einen elektrisch neutralen Zustand ein. Wenn der Konzentrationsunterschied der Minoritäts- und Majoritätsladungsträger beider Schichten gleich gross ist, so entsteht in der Grenzschicht eine symmetrische Diffusion, d.h. die Grenzschicht verteilt sich zu gleichen Teilen zwischen den beiden Halbleiterschichten unterschiedlicher Ladung, aber gleicher Konzentration. Bei unterschiedlichem Konzentrationsgrad, d.h. wenn der Konzentrationsunterschied zwischen den Minoritäts- und Majoritätsladungsträgern der einen Schicht kleiner ist, kommt es in der Grenzschicht zu einer verschobenen, asymmetrischen Diffusion, was bedeutet, dass sich die Grenzschicht in dem Masse zur Schicht niedrigeren Konzentrationsgrades verschiebt, in dem sich die Konzentration der beiden Schichten unterscheidet. Die spontane Diffusionsspannung zwischen beiden Halbleiterschichten wird jedoch nicht nur durch den relativen Konzentrationsgrad der beiden Schichten zueinander bestimmt, sondern auch durch den absoluten Konzentrationsgrad der Schichten, d.h. durch das Verhältnis der Minoritäts- zu den Majoritätsladungsträgern innerhalb der Schichten. Je höher die Dotierung der beiden Halbleiterschichten ist, desto schmaler wird der zweiseitige Ladungsbereich der Grenzschicht und desto grösser wird die Amplitude der in der Schicht zwischen beiden Halbleiterstrecken verursachten Diffusionsspannungsstufe.

An die beiden Halbleiterschichten wird jetzt eine externe Spannung in Durchlassrichtung angelegt /Abb. 1/b/. Aus der

obigen Beschreibung geht hervor, dass im Ruhezustand zu beiden Seiten der Grenzschicht infolge der gegenseitigen Diffusion eine interne, elektrische Gegenkraft auftritt, die ein unbegrenztes Diffundieren der Majoritätsladungsträger beider Schichten ineinander verhindert. Beim Anlegen einer externen Spannung muss zunächst diese Gegenkraft abgebaut werden, damit ein Diodenstrom in Durchlassrichtung fließen kann. Die externe Spannung muss demnach auf den zweiseitigen Ladungsbereich der Grenzschicht eine Kraft ausüben, die die Gegenkraft zwischen ihnen kompensiert und die Majoritätsladungsträger beider Schichten ungehindert fließen, ineinander diffundieren lässt. Die Gegenkraft zwischen den zweiseitigen Ladungsbereichen der Grenzschicht ist stets der entlang der Grenzschicht entstehenden, zweiseitigen Potentialstufe proportional. Damit die Majoritätsladungsträger der einen Schicht auf die andere Seite der Grenzschicht gelangen und dort mit den Majoritätsladungsträgern der benachbarten Schicht rekombinieren können, müssen sie eine Energie aufbringen, die der Potentialstufe in der eigenen Schicht entspricht. Bei symmetrischen Übergängen ist dieser Energiebedarf auf beiden Seiten gleich gross, so dass die Rekombination, das Ineinanderdiffundieren der Ladungsträger ausgeglichen abläuft. Bei asymmetrischen Übergängen müssen die Majoritätsladungsträger der stark dotierten Schicht im Vergleich zu denen der schwach dotierten Schicht wesentlich weniger Energie aufbringen, um in die benachbarte Schicht zu gelangen.

An die Zweischicht-Gleichrichterdiode wird jetzt eine externe Spannung in Sperrrichtung angelegt. Wie aus Abb. 1/c hervorgeht, führt die Beanspruchung in Sperrrichtung zur allmählichen Verbreiterung der beiden Übergänge auf beiden Seiten der Grenzschrift. Diese Erscheinung kann auch so interpretiert werden, dass die spontane Diffusionsspannung in der Grenzschrift oder Ruhepotentialsperrre im Vergleich zum spannungslosen Zustand wesentlich anwächst. Dieses erhöhte Diffusionsfeld wirkt dem Fluss der Majoritätsträger entgegen. Die Erhöhung der externen Sperrspannung verhindert jedoch nur den Fluss der Majoritätsladungsträger, für die Minoritätsladungsträger bedeutet die erhöhte Potentialsperrre kein Hindernis. Die Minoritätsladungsträger können unter Wirkung der externen Sperrspannung, die für sie eine Durchlassspannung darstellt, ungehindert zwischen den zwei Schichten fliessen und erzeugen beim Übertreten der Grenzschrift in der Diode den sog. Sperrstrom. Mit Erhöhung der externen Spannung wächst dieser, im Vergleich zum Majoritätsladungsträgerstrom relativ kleine Sperrstrom ständig an und führt schliesslich zu einer speziellen Erscheinung in dem Halbleiterelement. Diese Erscheinung ist der Durchschlag in Sperrrichtung, der dadurch entsteht, indem der durch die externe Spannung sich ständig erhöhende Sperrstrom infolge von Stossionisation die Elektronenbindung der Atome in der Grenzschrift auflöst. Die so entstehenden freien Ladungsträger führen durch Multiplikation in der Diode zu einem lawinenartigen Prozess, der schliesslich das

Verschmelzen der beiden Schichten unterschiedlichen Leitungstyps zur Folge hat, d.h. den thermischen Durchbruch der Diode. Dieser Vorgang wird durch die Raumemission noch beschleunigt, die die äussere Elektronenschale der Atome, die im Kristallgitter der Grenzschicht in gebundener Form vorliegen, anregt, d.h. bei Erhöhung der externen Spannung in Sperrrichtung durch das immer grössere elektrische Feld freie Ladungsträger in der Grenzschicht erzeugt. Die Verhältnisse in Sperrrichtung hängen, ähnlich wie bei der Beanspruchung in Durchlassrichtung, nicht nur vom Wert der externen Spannung ab, sondern auch vom relativen und absoluten Konzentrationsgrad der Minoritäts- und Majoritätsladungsträger der beiden Schichten. Je höher die Dotierung der Halbleiterschichten ist, desto stärker wird der Raumemissionseffekt, desto grösser wird das elektrische Feld in Sperrrichtung in der Grenzschicht der Diode. Praktisch macht sich diese Erscheinung so bemerkbar, dass bei stark dotierten Halbleiterelementen der Durchschlag in Sperrrichtung bereits bei kleineren Spannungen auftritt. Bei asymmetrisch dotierten Dioden geht der Lawineneffekt immer von der stärker dotierten Schicht aus, da zum thermischen Abbau der Grenzschicht keine zweiseitige Kraftwirkung erforderlich ist und der Lawineneffekt durch die Wirkung eines Kraftfeldes auf die Grenzschicht der einen Halbleiterschicht einsetzen kann. Aus der späteren Beschreibung wird ersichtlich, dass sowohl der relative als auch absolute Konzentrationsgrad eine entscheidende Rolle im Funktionsmechanismus der feldelektrischen Halbleiter spielen.

In praktischen Anwendungsfällen tritt die voran beschriebene, ständige Beanspruchung in Sperrrichtung bei diodenbestückten Gleichrichtereinheiten nur selten auf. Viel häufiger jedoch besteht, besonders in Wechselstromnetzen, die Gefahr transienter Spannungsspitzen. Dioden auf Germanium- sowohl Siliziumbasis reagieren ausserordentlich empfindlich auf diese Spannungsspitzen in Sperrrichtung, da diese in der oben beschriebenen Weise zur Beschädigung und schliesslich zur Zerstörung der Übergänge zwischen den Halbleiterschichten führen.

Ausgehend von den Vorgängen, die in herkömmlichen Zweisicht-Dioden ablaufen, soll jetzt der Arbeitsmechanismus von Esaki-Dioden betrachtet werden. Wie aus Abb. 2/a ersichtlich wird, entsteht im Ruhezustand der Esaki-Diode ebenfalls die spontane Diffusionsspannung, wie bei normalen Gleichrichterdiode. An die Esaki-Diode wird jetzt eine externe Spannung in Durchlassrichtung angelegt. Zum leichteren Verständnis der ablaufenden Vorgänge wurde der Übergang vergrössert gezeichnet /Abb. 2/b/. Infolge des bei Esaki-Dioden auf beide Schichten charakteristischen hohen Dotierungsgrades spielt sich beim Anlegen einer externen Durchlassspannung ein spezieller, von dem bei normalen Dioden stark abweichender Vorgang ab /Abb. 2/c/. Diese besondere physikalische Erscheinung hängt eng mit der Grösse der angelegten externen Spannung zusammen und tritt nur in einem bestimmten Spannungsbereich auf. Bei Esaki-Dioden fällt der Beginn des Betriebsspannungsbereiches in

die Grössenordnung einiger Zehntel Volt /Abb. 3/a, Bereiche 1 und 2/.

Die Ursache dieser Erscheinung ist im hohen Dotierungsgrad der beiden Schichten zu suchen. Bei Erhöhung der externen Spannung in Durchlassrichtung kann zu Beginn die kleine Spannung noch nicht genügend Energie aufbringen, um die Diode zu öffnen. Die elektrostatische Abstossungskraft der durch die kleine Spannung in die beiden Schichten emittierten Ladungsträger reicht noch nicht aus, die Diffusionskraft zwischen den Ladungen der Grenzschicht zu neutralisieren, die Ladungsträger der gegenüberliegenden Randschicht weiterzubewegen und somit den Diodenstrom in Durchlassrichtung anzuregen. Die Energie der Ladungsträger, die durch die Spannung von einigen Zehntel Volt in die beiden Schichten gelangen, reicht jedoch aus, um auf die Ladungsträger des Bereiches der Grenzschicht, der in ihre eigene Schichten fällt, eine Anziehungskraft auszuüben, wodurch zu beiden Seiten der Grenzschicht ein spezieller Ladungsträgerstrom entsteht. Wie aus Abb. 2/c hervorgeht, führt dieser Vorgang in den beiden Schichten der Esaki-Diode zu einer scheinbaren Schichtaufteilung und sowohl innerhalb der n- als auch p-Schicht kommen Felder mit negativen und positiven Ladungsträgern zustande. Die beiden äusseren Ladungsträgerfelder verhalten sich so, als ob sie der metallische Anschluss der beiden inneren Schichten wären und üben im weiteren eine solche Wirkung auf die beiden inneren Felder aus, als wenn eine externe Sperrspannung an die Diode angelegt worden wäre. Diese Wirkung wird noch durch das

Kontaktpotential in Durchlassrichtung zwischen dem äusseren Ladungsträgerfeld und dem tatsächlichen Metallanschluss der Diode verstärkt. Charakteristisch für Metall-Halbleiter-Übergänge in Durchlassrichtung ist die Eigenschaft, dass die Ladungsträger nur in einer Richtung, aus dem Metallanschluss in die Halbleiterschicht fliessen. Durch diesen Vorgang werden die beiden äusseren Schichten so stark mit Ladungsträgern angereichert, dass sie sich praktisch wie metallische Anschlüsse verhalten.

Von diesem Punkt an weicht die Arbeitsweise der Esaki-Dioden von der normaler Dioden ab. Aus der weiter obigen Beschreibung geht hervor, dass die Durchschlagsspannung von Zweischiechtdioden in Sperrichtung, d.h. die Spannung, bei der der Lawineneffekt einsetzt, vom Dotierungsgrad der beiden Halbleiterschichten abhängt. Je höher die Dotierung der Halbleiterschichten ist, desto kleiner ist die Spannung, bei der der Lawineneffekt einsetzt. Bei Esaki-Dioden sind beide Halbleiterschichten sehr hoch dotiert, woraus die Schlussfolgerung gezogen werden kann, dass der am Anfang des Betriebsspannungsbereiches entstehende, spezielle Strom nicht Ergebnis der Durchlasswirkung, sondern des Lawineneffektes ist, der infolge der geringen Durchschlagsspannung der Halbleiterschichten auftritt. Bei normalen Zweischiecht-Gleichrichterioden kommt diese spezielle Erscheinung deshalb nicht zustande, weil der Dotierungsgrad im Interesse einer hohen Durchschlagsfestigkeit in Sperrichtung relativ niedrig gewählt wird. Aus diesem Grunde kann am

Anfang der Charakteristik von normalen Gleichrichterioden der für Esaki-Dioden charakteristische interne Lawineneffekt nicht auftreten, so dass diese Dioden infolge der Schwellwirkung ab einigen Zehntel Volt nur einen Diodenstrom erzeugen können. Der für Esaki-Dioden charakteristische, bei Null Volt beginnende Strom ist in der Durchlasskennlinie auf Abb. 3/a im ersten Abschnitt dargestellt.

Zwischen den Abschnitten 1 und 3 der Kennlinie ist noch eine interessante Erscheinung zu beobachten, die den Esaki-Dioden eine besondere Eigenschaft verleiht. Im Prinzip handelt es sich bei der Veränderung im Abschnitt 2 der Diodenkennlinie um den Beginn der Durchlasswirkung. Bei Erhöhung der externen Spannung verfügen die in die Halbleiterschichten einströmenden Ladungsträger ausreichend Energie, um die in der Grenzschicht der gegenüberliegenden Schicht befindlichen Ladungsträger weiterzubewegen, die Anziehungskraft zwischen den Ladungsträgern zu beiden Seiten der Grenzschicht zu kompensieren. Die elektrische Durchlasskraft der in die Halbleiterschichten durch die externe Spannung emittierten Ladungsträger und das interne elektrische Feld wirken in entgegengesetzter Richtung. Damit zwischen den beiden Schichten die Durchlasswirkung zustande kommen kann, muss die elektrische Kraft in Durchlassrichtung das entgegengesetzte elektrische Feld in den beiden inneren Schichten überwinden. Die Wechselwirkung der beiden Kräfte führt zu der im Abschnitt 2 der Kennlinie dargestellten speziellen Eigenschaft von Esaki-Dioden, die solange bestehen bleibt, bis das elektrische Feld in Durch-

lassrichtung innerhalb des Halbleiterelementes ungehindert seine Wirkung ausüben kann. In der Praxis hebt dieser Abschnitt mit negativem Innenwiderstand, der bei Erhöhung der Speisespannung eine Abnahme des Diodenstroms zur Folge hat, die Esaki-Dioden aus den weiteren Halbleiterelementen hervor. Durch noch weitere Erhöhung der externen Spannung wandert der Arbeitspunkt dieses speziellen Halbleiterelementes in den Abschnitt 3 und verhält sich im weiteren wie jede andere, normale Gleichrichterdiode.

Im nächsten Schritt wird die Polarität der an die Esaki-Diode angelegten Spannung vertauscht /Abb. 4/a/. Wie einleitend bereits erwähnt wurde, beginnt bei Beanspruchung in Sperrrichtung der lawinenartige Ladungsträgerstrom bei desto kleineren Spannungen, je höher der absolute Konzentrationsgrad der Halbleiterschichten ist, d.h. das Verhältnis der Minoritäts- und Majoritätsladungsträger innerhalb der einzelnen Schichten. Da Esaki-Dioden sehr hoch dotiert sind, beginnt beim Anlegen einer Sperrspannung praktisch bereits bei Null Volt ein intensiver Ladungsträgerstrom in Sperrrichtung. Mit Erhöhung der externen Spannung verstärkt sich diese Wirkung, bis die ständig anwachsende Anzahl von Ladungsträgern zum thermischen Durchbruch und damit zur Zerstörung der Übergangsschicht führt. Bei Betrachtung der auf Abb. 3/b dargestellten Kennlinie in Sperrrichtung fällt jedoch sofort auf, dass - abweichend von normalen Dioden - der Lawineneffekt nicht linear abläuft, sondern am Anfang der Kennlinie ein Abschnitt mit negativem Widerstand vorhanden ist, der an die Anfangskennlinie von Esaki-Dioden

erinnert. Die zwei Kennlinien unterscheiden sich nur in der Lage des Minimums zwischen dem zweiten und dritten Abschnitt. Esaki-Dioden durchlaufen vor der Vervielfachung des Anfangsstroms, der durch den ersten Abschnitt charakterisierbar ist, zum Lawinenstrom ein Minimum, wo der Strom der Diode fast bis auf Null zurückfällt. Nutzt man nur den ersten und zweiten Abschnitt der Kennlinie aus und sorgt schaltungstechnisch dafür, dass der Arbeitspunkt der Diode nicht in den Abschnitt 3 gelangen kann, erhält man ein spezielles Halbleiter-Bau-element, das sich durch seine ausserordentlich kleine Schwellspannung von den anderen Gleichrichterelementen unterscheidet. Den Abschluss der Kennlinie in Durchlassrichtung bildet - unter Einhaltung der voran genannten technischen Bedingungen - der Anfang des Abschnittes 3. Die im ersten und zweiten Abschnitt von in Sperrrichtung beanspruchten Esaki-Dioden auftretende physikalische Erscheinung hat sich hauptsächlich in der Geräte- und Hochfrequenztechnik als unentbehrlich erwiesen und sogar einen besonderen Namen erhalten. Esaki-Dioden, die bis zum Anfang des dritten Abschnittes betrieben werden, bezeichnet man als Backward-Dioden.

Anhand von Abb. 4/a soll untersucht werden, woraus sich die spezielle Charakteristik von Backward-Dioden ergibt. Weiter oben wurde festgestellt, dass infolge der hohen Dotierung der beiden Schichten der Lawinendurchbruch bereits bei Spannungen um Null Volt erfolgen muss. Der sehr hohe Wert des absoluten Konzentrationsgrades der Schichten modifiziert diese Gesetzmässigkeit im geringen Masse. Bei allmählicher Erhöhung der externen Spannung kann wegen der

hohen Dotierung die Spannung von einigen Zehntel Volt - ähnlich wie in Esaki-Dioden - zwischen der n- und p-Schicht von Backward-Dioden keine sprungartigen Veränderungen hervorrufen. Spannungswerte um Null Volt können noch nicht genügend Energie aufbringen, um die starke Anziehungskraft zwischen den Ladungsträgern der Grenzschrift, die die Diffusionsspannungsstufe bilden, zu kompensieren, d.h. die in die benachbarten Schichten verschobenen Ladungsträger in die Ausgangsschicht zurückzubewegen. So tritt bei niedrigen Spannungen die Situation auf, in der von der externen Spannung durch Stoss- oder Raumemission in der Übergangsschicht keine freien Ladungsträger erzeugt werden müssen, da diese infolge der starken Anziehungskraft dort bereits zur Verfügung stehen und somit zum Anfangsstrom der Diode beitragen können. Mit Erhöhung der externen Spannung macht sich die absaugende Wirkung der metallischen Anschlüsse auf die Grenzschrift immer stärker bemerkbar, gelangen die in die andere Schicht verschobenen Ladungsträger der Grenzschrift immer näher an die Ausgangsschicht, wodurch der zweiseitige Ladungsbereich der Grenzschrift ständig schmaler wird. Die Einengung der Grenzschrift fällt mit dem Beginn des negativen Abschnittes 2 der Kennlinie zusammen und wie bei den Esaki-Dioden ist für diesen Abschnitt charakteristisch, dass mit Erhöhung der externen Spannung der Diodenstrom stetig abnimmt. Bei Backward-Dioden wird diese Erscheinung demnach unmittelbar durch die Einengung des Ladungsbereiches der Grenzschrift verursacht.

Proportional mit der Einengung der Grenzschicht nimmt die Anzahl der Ladungsträger, die zur Aufrechterhaltung des Diodenstroms erforderlich sind, ab. Wenn die äussere Spannung die Grenzschicht vollständig getrennt hat, d.h. die Ladungsträger der Grenzschicht in die Ausgangsschicht zurückgesaugt hat, wird der Diodenstrom zu Null /Übergang zwischen den Abschnitten 2 und 3/. Die Abnahme des Diodenstroms auf Null erfolgt jedoch nur in einem Punkt, da wegen der hohen Konzentrationsgraden sofort die Stossionisation und die Raumemission zu wirken beginnen, wodurch der Diodenstrom erneut ansteigt /Abschnitt 3/. Die Zahl der nach der Trennung der Grenzschicht erzeugten Ladungsträger wird lediglich durch den Lastwiderstand, der mit dem Halbleiterelement in Serie geschaltet ist, begrenzt.

Aus der Wechselwirkung der internen Anziehungskraft und der äusseren Kraft im Abschnitt 2 auf die Ladungsträger der Grenzschicht ergibt sich auch in Backward-Dioden der für Esaki-Dioden charakteristische negative Innenwiderstand. Die im Abschnitt 2 entstehenden und für den negativen Innenwiderstand verantwortlichen Ladungsträger unterscheiden sich von denen, die in den anderen Abschnitten entstehen, nicht nur dadurch, dass ihre Anzahl mit Erhöhung der äusseren Spannung abnimmt, sondern verfügen ausserdem über eine weitere, abweichende Eigenschaft. Die externe Spannung übt nicht nur auf die Majoritätsladungsträger der Halbleiterschichten, die mit den Metallanschlüssen benachbart sind, eine Saugwirkung aus, sondern auch

auf die aus der benachbarten Schicht verschobenen Ladungsträger. Somit wirkt die äussere Spannung in diesem Abschnitt auf die gleiche Art von Ladungsträgern sowohl als Anziehungs- als auch als Schubkraft, so dass durch die zweiseitige Kraftwirkung die Bewegung der Ladungsträger stark beschleunigt wird und diese mit nahezu Lichtgeschwindigkeit durch das Halbleiterelement fliessen.

Der Anwendungsbereich von Backward-Dioden wird jedoch in starkem Masse durch die nachteilige Eigenschaft eingeschränkt, dass die Gleichrichterwirkung nur in einem Bereich von einigen Zehntel Volt auftritt und höhere Betriebsspannungen einen exponentiell anwachsenden Lawinenstrom und damit die Zerstörung des Halbleiterelementes zur Folge haben.

Unter Beibehaltung der Vorteile der Backward-Dioden wird der voranstehende Nachteil durch die erfundene feldelektrische Diode umgangen. Wie aus Abb. 4/b ersichtlich ist, handelt sich es bei der erfundenen feldelektrischen Diode um eine Backward-Diode, die durch eine Halbleiterschicht hoher Durchschlagsspannung ergänzt wurde /Schicht p_1 /.

Bei unveränderter Polarität kommt zwischen den Schichten n - p_2 der feldelektrischen Diode der gleiche Anfangs-Ladungsträgerfluss mit extrem niedriger Schwellspannung wie bei Backward-Dioden zustande. Die Schicht p_1 bildet zusammen mit dem benachbarten Metallanschluss einen Kontakt in Durchlassrichtung, der die Vorgänge, die zwischen den Schichten n und p_2 ablaufen, prinzipiell nicht ändert.

In Metall-Halbleiter-Übergängen in Durchlassrichtung tritt,

wie weiter oben bereits beschrieben wurde, nur ein Ladungsträgerstrom auf Basis des Dichteausgleiches auf, in dessen Endergebnis die Halbleiterschicht so stark mit Ladungsträgern angereichert wird, dass sie sich im weiteren wie ein metallischer Anschluss verhält. Die Dotierung der n-Schicht wird jetzt soweit herabgesetzt, bis sie den Konzentrationsgrad der Schicht p_1 erreicht. Die feldelektrische Diode behält auch jetzt ihre niedrige Schwellspannung bei, ein Unterschied besteht nur darin, dass der Diodenstrom nicht infolge einer gegenseitigen, sondern asymmetrischen Kraftwirkung zustande kommt. Weiter oben konnte bei der Beschreibung des Funktionsprinzips herkömmlicher Dioden festgestellt werden, dass die Erregungsrichtung für den Lawinenstrom gleichgültig ist, d.h. ob der Vorgang, der ihn erzeugt hat, durch ein zweiseitiges oder asymmetrisches elektrisches Feld angeregt wurde.

An die feldelektrische Diode wird jetzt eine Spannung vertauschter Polarität angelegt /Abb. 4/c/. " Ähnlich wie Zweischicht-Dioden muss die erfundene feldelektrische Diode eine Sperrwirkung verursachen. Bei genauerer Untersuchung der Ladungsverteilungen der einzelnen Schichten kann jedoch kein Unterschied zu den vorangehenden Strömungsverhältnissen in Durchlassrichtung festgestellt werden. Beim Vorhandensein der entsprechenden Feldstärke verläuft der Ladungsträgerstrom in der gleichen Weise und Richtung wie zuvor in Durchlassrichtung. Der einzige Unterschied besteht darin, dass im ersten Fall eine Feldstärke, die durch eine sehr kleine Spannung verursacht wurde, bereits aus-

reichend war, den Lawineneffekt zu verursachen, im zweiten Fall jedoch wegen der geringen Dotierung der Schicht p_1 der Diodenstrom nur durch eine hohe äussere Spannung hervorgerufen werden kann. In der erfundenen feldelektrischen oder Dreischicht-Diode kommt die Sperrwirkung in scheinbarer Form zustande, stellt aber tatsächlich nichts anderes dar als einen Durchlasseffekt proportional zum Dotierungsgrad der Schicht p_1 . Je niedriger man den Dotierungsgrad der Schicht p_1 wählt, desto höher wird die Spannung, bei der der Diodenstrom zu fliessen beginnt, oder anders ausgedrückt, desto höher wird die Spannungsfestigkeit der Dreischicht-Diode in Sperrrichtung. Anhand der bisherigen Ausführungen kann festgestellt werden, dass die feldelektrische Diode im Vergleich zu herkömmlichen Zweischicht-Dioden ein Gleichrichterelement darstellt, das physikalisch nur in Sperrrichtung leitfähig ist und dessen Durchbruchspannung in der einen Richtung sehr hoch, in der anderen Richtung sehr niedrig ist. Die Herabsetzung des Dotierungsgrades der mittleren n-Schicht war deshalb erforderlich, damit bei vertauschter Beanspruchung der feldelektrischen Diode die starke Dotierung der n-Schicht den n- p_1 -Schichtaufbau nicht unsymmetrisch werden lässt, wodurch keine Sperrwirkung zustande käme. Bei der technologischen Gestaltung der feldelektrischen Diode stellt die mittlere Schicht die am schwächsten dotierte Schicht dar. Die Dotierung der beiden Randschichten wird durch die Schwellspannung in Durchlass- und Sperrrichtung bestimmt.

Zum leichteren Verständnis der weiteren Untersuchungen muss erneut auf die Sperrbeanspruchung normaler Zweisicht-Dioden eingegangen werden. Aus Abb. 1/c war ersichtlich, dass der Durchbruch der Zweisicht-Dioden in Sperrrichtung Ergebnis einer symmetrischen Kraftwirkung ist, d.h. beide metallischen Anschlüsse üben unter gleichen Bedingungen die gleiche Kraft auf den Übergang aus. Im Endergebnis ergibt sich der bekannte exponentielle Kurvenverlauf, der bedeutet, dass bei Erhöhung der externen Spannung der Diodenstrom nicht linear, sondern exponentiell anwächst. Der exponentielle Zusammenhang zwischen Strom und Spannung ist für normale Zweisicht-Dioden nicht nur bei eventuellen Dauerüberspannungen, sondern bereits bei transienten Spannungsspitzen von entscheidender Bedeutung.

Unter gleichen Bedingungen soll jetzt das Verhalten der erfundenen feldelektrischen Diode untersucht werden. Bei Betrachtung der Abb. 4/b und 4/c kann man sofort feststellen, dass die Kontaktverhältnisse der Dreischicht-Diode weder mit den Übergangsverhältnissen von normalen Dioden noch mit denen der Backward-Dioden übereinstimmen. Während bei normalen Dioden am Durchbruch der Grenzschicht in Sperrrichtung unmittelbar beide Metallanschlüsse beteiligt sind, nimmt an der Erzeugung des Lawinenstromes von feldelektrischen Dioden nur der eine Metallanschluss teil, der zweite Kontakt wird durch eine stark angereicherte Halbleiterschicht repräsentiert. Die infolge des Dichteaus-

gleichs stark angereicherte Halbleiterschicht kann funktionell die Rolle eines Metallanschlusses übernehmen, aufgrund des abweichenden Basismaterials die Metalle in einer bestimmten Eigenschaft jedoch nicht ersetzen. Metall - Halbleiter-Übergänge besitzen gegenüber der Halbleiter-Halbleiter-Übergänge, die ebenfalls auf gegenseitiger Diffusion basieren, den Vorteil, dass sie verlustfrei sind. Im rechten Metall-Halbleiter-Übergang kommt zwar die Potentialstufe in Sperrrichtung zustande, die jedoch keine Verluste verursacht und die externe Spannung ohne jede Verluste auf die Übergangsschicht wirken kann. Die Spannungsstufe in Sperrrichtung, die zwischen der linken Halbleiterschicht und der mittleren Schicht entsteht, ist nicht verlustfrei, da die Schichten, die den Kontakt in Sperrrichtung bilden, aus dem gleichen Basismaterial, Halbleitermaterial bestehen. Bei der Behandlung der Strömungsverhältnisse von asymmetrischen Zweischicht-Dioden konnte bereits festgestellt werden, dass für die Auslösung des Lawineneffektes keine zweiseitige Kraftwirkung erforderlich ist, sondern nur der eine Metallanschluss verlustfrei und mit hohem Wirkungsgrad zur Ionisation der Übergangsschicht beiträgt. Ein eventueller Spannungsverlust am anderen Kontakt besitzt demnach keinen Einfluss auf den Beginn des Ladungsträgerstroms, aber einen starken Einfluss auf die Intensität des Lawineneffektes, auf die Zahl der entstehenden Ladungsträger. Der Halbleiter-Halbleiter-Übergang feldelektrischer Dioden, der zu der linken Spannungsstufe in

Sperrichtung führt, besitzt für die Auslösung des Ladungsträgerstroms ebenfalls keine Bedeutung. Damit jedoch die Ladungsträger einen Diodenstrom bilden können, müssen sie durch das ganze Halbleiterelement hindurchfliessen und somit auch die Bremskraft der linken Potentialsperre in Sperrrichtung überwinden. Infolge dieser Bremskraft kommt der Lawineneffekt in feldelektrischen Dioden im Vergleich zu normalen Dioden im geringeren Masse zur Wirkung. Der linke Halbleiter-Halbleiter-Kontakt führt schliesslich dazu, dass die Kennlinie feldelektrischer Dioden nicht exponentiell, sondern linear in beiden Betriebsarten ist./siehe Abb. 3/c/. Die lineare Charakteristik feldelektrischer Dioden bedeutet nicht nur in schaltungstechnischen Anwendungsfällen einen grossen Vorteil, sondern durch das lineare Verhalten sind Halbleiterelemente auf dieser Basis weniger empfindlich gegen Überspannungen.

Anhand der bisherigen Ausführungen kann zusammenfassend festgestellt werden, dass - abweichend von den traditionellen Halbleiterelementen - der Funktionsmechanismus feldelektrischer Dioden und später der auf diesen aufbauenden, weiteren Halbleiterelementen nicht ausschliesslich von externen Faktoren beeinflusst wird. Der Ladungsträgerstrom innerhalb feldelektrischer Halbleiterelemente ist grundsätzlich von den feldelektrischen Verhältnissen zwischen den einzelnen Schichten abhängig. Da die feldelektrischen Verhältnisse den Ladungsträgerstrom in den verschiedenen Betriebsarten der feldelektrischen Halbleiterelemente höchstens modifizieren und damit - im Gegensatz zu den her-

kömmlichen Halbleiterbauelementen - den Charakter des durchfliessenden Stromes in keiner Richtung verändern, sind die Bezeichnungsarten der traditionellen Halbleiter nicht verwendbar. So tritt zum Beispiel - wie weiter oben bereits festgestellt wurde - kein Ladungsträgerstrom in Durchlass- und Sperrrichtung im herkömmlichen Sinne auf, sondern in feldelektrischen Dioden entsteht der Diodenstrom in beiden Betriebsarten auf der gleichen Weise, in Form des Durchbruches in Sperrrichtung. In welcher Betriebsart die feldelektrische Diode arbeitet, hängt ausschliesslich davon ab, ob die Schicht mit der hohen oder niedrigen Spannungsfestigkeit durch die angelegte Spannung mit Ladungsträgern angereichert wird. Da feldelektrische Dioden normale Gleichrichterioden ersetzen sollen, wählt man zweckmässigerweise eine Bezeichnung, die die Diodenwirkung, die elektrische Ventilwirkung der Gleichrichterioden gut symbolisiert. Die Ventilwirkung, die durch die niedrige Schwellspannung in Durchlassrichtung und die hohe Spannungsfestigkeit in Sperrrichtung zum Ausdruck kommt, entsteht bei feldelektrischen Dioden dann, wenn von den beiden Randschichten die mit der hohen Spannungsfestigkeit mit Ladungsträgern angereichert wird und deshalb erhält diese Schicht die Bezeichnung "Injector". Die Schicht mit der niedrigen Durchschlagsspannung trägt mit Hilfe des benachbarten Metallanschlusses zum Auslösen des Ladungsträgerstromes sowie zur Sammlung der Ladungsträger bei und wird deshalb im weiteren mit "Receptor" bezeichnet.

Die erfundenen feldelektrischen Dioden sind - ähnlich wie die Backward-Dioden - ausser zur Gleichrichtung auch zur Raelisierung eines negativen Innenwiderstandes geeignet. In Kenntnis der elektrischen Feldstärkeverhältnisse asymmetrischer Zweisicht-Dioden erscheint diese Eigenschaft in feldelektrischen Halbleiterelementen im ersten Augenblick als unrealisierbar. In der Grenzsicht asymmetrischer entsteht, wie einleitend bereits erläutert wurde, infolge der unterschiedlichen Dotierung der beiden Schichten eine verschobene Diffusionsspannungsstufe. Das bedeutet, dass zwischen den ineinander verschobenen Ladungsträgern der beiden Schichten in der Grenzsicht eine asymmetrische Anziehungskraft auftritt. Das Weiterdiffundieren der in die benachbarte Schicht verschobenen Ladungsträger wird nur durch die geringe Anziehungskraft der Ladungsträger der schwach dotierten Schicht verhindert, die in die Grenzsicht diffundiert sind. Damit sowohl in Durchlass- als auch in Sperrichtung der Diodenstrom fliessen kann, muss von der äusseren Spannung nur eine geringe Energie aufgebracht werden, genauer ausgedrückt die Energie, mit der die geringe Anziehungskraft, die das Weiterdiffundieren der Ladungsträger der stark dotierten Schicht in der Grenzsicht verhindern, kompensiert. Bei Beanspruchung in Sperrichtung wird durch diese Erscheinung der Wert der Durchbruchsspannung in Sperrichtung selbstverständlich nicht beeinflusst. Dieser Grenzwert wird ausschliesslich vom Dotierungsgrad der hoch dotierten Schicht bestimmt. Einen starken Einfluss

besitzt diese Erscheinung jedoch auf die nichtlinearen Vorgänge in den Halbleiterelementen. Der am Anfang der Kennlinie von Esaki- oder Backward-Dioden ersichtliche nichtlineare Abschnitt wird ausschliesslich durch die Tatsache verursacht, dass die externe Spannung um Null Volt nicht in der Lage ist, die Anziehungskraft der in die Grenzschicht diffundierten Ladungsträger zu kompensieren. Da in der Grenzschicht asymmetrischer Dioden die eine Anziehungskraft sehr gering ist, reicht eine beliebig kleine Spannung aus, um diese zu kompensieren. Das bedeutet, dass in der Kennlinie asymmetrischer Dioden weder in Durchlass- noch in Sperrrichtung ein Abschnitt mit negativem Widerstand auftreten kann. Die leichte Überwindbarkeit der in der Grenzschicht vorherrschenden Anziehungskraft bedeutet - ähnlich wie bei der Durchbruchspannung in Sperrrichtung - nicht, dass die Schwellspannung asymmetrischer Dioden in Durchlassrichtung verändert wird, da ein Diodenstrom in Durchlassrichtung nur in Form der gegenseitigen Diffusion entstehen kann. Von einer geringen äusseren Spannung wird die in der Grenzschicht vorherrschende, schwache Anziehungskraft umsonst beseitigt, ein Diodenstrom in Durchlassrichtung ist dadurch noch nicht möglich. Die externe Spannung muss ausserdem die Diffusionsspannungsstufe in Sperrrichtung, die durch die hohe Anzahl der in die benachbarte Schicht diffundierten Ladungsträger der stark dotierten Schicht hervorgerufen wird, kompensieren, damit die unterschiedlichen Ladungsträger gegenseitig ineinander diffundieren können und somit einen Diodenstrom in Durchlassrichtung erzeugen.

Da die Strecke $n-p_2$ der feldelektrischen Diode vom Typ p, wie aus Abb. 4/b hervorgeht, nichts anderes als eine in Sperrrichtung eingesetzte, asymmetrische Diode darstellt, erscheint es auf den ersten Blick tatsächlich unmöglich, einen negativen Innenwiderstand zu realisieren. Bei erneuter Betrachtung der Feldstärkeverhältnisse zwischen den einzelnen Schichten der feldelektrischen Diode kann man jedoch feststellen, dass die in der Grenzschicht $n-p_1$ vorhandene Potentialsperre in Sperrrichtung eine vorteilhafte Wirkung besitzt. Mit der Spannungspolarität nach Abb. 4/b wirkt die Spannung, die am rechten Metallanschluss anliegt, wie weiter oben ausgeführt, verlustfrei, d.h. mit hoher Effektivität auf die Ladungsträger der Grenzschicht. Der linke Metallanschluss kann jedoch nur im wesentlich geringeren Masse auf die Ladungsträger der Grenzschicht $n-p_2$ einwirken, da seine Energie durch die Potentialsperre in Sperrrichtung in der Grenzschicht $n-p_1$ geschwächt wird. Da der rechte Metallanschluss auf die in grosser Zahl vorhandenen Ladungsträger der Grenzschicht absaugend wirkt, der in seiner Effektivität abgeschwächte linke Metallanschluss hingegen die in geringer Zahl vorhandenen, negativen Ladungsträger aus der Grenzschicht in die Ausgangsschicht zu bewegen versucht, tritt der spezielle Fall auf, in dem die externe Spannung die Grenzschicht $n-p_2$ der asymmetrischen Diode ausgeglichen, im nahezu gleichen Masse beansprucht. Der aus den Schichten $n-p_1$ bestehende Halbleiter-Halbleiter-Kontakt macht infolge des Ausgleichs der asymmetrischen Kräfteverhältnisse in der Diode $n-p_2$ durch die

verlustbehaftete Spannungsstufe in Sperrrichtung die asymmetrische Diode $n-p_2$ scheinbar symmetrisch. In feldelektrischen Dioden beschränkt sich die ausgleichende Funktion des Kontaktpotentials des Halbleiter-Halbleiter-Überganges $n-p_1$ nicht nur auf die Schaffung der Voraussetzung für einen negativen Innenwiderstand, sondern anhand ihres Charakters wird dieser Effekt noch vorteilhaft unterstützt. In Esaki- oder Backward-Dioden ist ein negativer Innenwiderstand nur in einem Spannungsbereich von einigen Zehntel Volt erreichbar, in feldelektrischen Halbleitern hingegen ist unter Einfluss des ausgleichenden Kontaktpotentials $n-p_1$ der negative Innenwiderstand im Bereich von einigen Volt ausnutzbar.

Die in der Grenzschicht $n-p_1$ vorhandene Potentialstufe trägt nicht nur zur Linearisierung der Kennlinie in Durchlass- und Sperrrichtung bei, sondern besitzt auch im Abschnitt negativen Innenwiderstandes von feldelektrischen Halbleitern eine bremsende Wirkung. Diese bremsende Wirkung der Potentialstufe auf Injektorseite tritt im vorliegenden Fall bei der Schaffung des negativen Innenwiderstandes in einer besonderen Form auf. Unter normalen Bedingungen tritt in feldelektrischen Halbleitern der Abschnitt negativen Innenwiderstandes nicht auf, sondern es muss schaltungstechnisch dafür gesorgt werden, dass die feldelektrischen Halbleiter in den Abschnitt 2 gelangen. Die injektorseitige Ausgleichspotentialstufe zieht den

Abschnitt negativen Innenwiderstandes zwischen den Abschnitten 1 und 3 soweit auseinander, dass dieser unter normalen Bedingungen weder in Durchlass- noch in Sperrrichtung zur Wirkung kommt. Mit Erhöhung der äusseren Spannung geht die Kennlinie feldelektrischer Halbleiter in beiden Richtungen unmerklich aus dem Abschnitt 1 in den Abschnitt 3 über, die drei Abschnitte liegen dicht beieinander und schaffen - wie aus Abb. 3/c ersichtlich wird - eine ideal lineare Charakteristik. Das lineare Verhalten feldelektrischer Halbleiterelemente gegenüber der äusseren Spannung macht sich in ihrer Anwendung so bemerkbar, dass das Halbleiterelement von der externen Spannung nur soviel verwendet, wie zum Lawinendurchbruch auf der Receptorseite erforderlich ist, und die restliche Spannung fällt über dem Lastwiderstand ab.

Eine andere Situation ergibt sich jedoch dann, wenn bei gleicher externer Spannung der Lastwiderstand verkleinert wird. Abweichend vom normalen Zustand treten in diesem Fall wesentliche Veränderungen im Halbleiterelement auf. Der durch Verringerung des Lastwiderstandes verursachte Stromanstieg zwingt den feldelektrischen Halbleiter aus dem Anfangsabschnitt in den negativen Abschnitt 2. Der negative differentielle Widerstand bedeutet physikalisch gesehen nicht nur, dass mit Erhöhung der äusseren Spannung der durch das Element fliessende Strom abnimmt, sondern diese Feststellung ist auch umgekehrt richtig. In diesem Abschnitt nimmt mit Erhöhung des durchfliessenden Stroms die über dem Element abfallende Span-

nung ab. Für den Lastwiderstand wiederum bedeutet das, dass mit der Zunahme des Laststroms, der auch durch das Halbleiterelement fließt, das Halbleiterelement einen immer geringeren Teil der Speisespannung aufnimmt und somit ein immer grösserer Teil der Spannung am Lastwiderstand abfällt. Diese interessante Erscheinungsform des negativen Innenwiderstandes feldelektrischer Halbleiter kann in der Praxis sehr vorteilhaft ausgenutzt werden. Wenn man zum Beispiel ein solches feldelektrisches Halbleiterelement zwischen eine nicht stabilisierte Stromversorgungseinheit und den daran angeschlossenen Verbraucher schaltet, dann fällt bei Erhöhung des Laststroms die Ausgangsspannung wegen der unstabilisierten Versorgung nicht ab, da das feldelektrische Halbleiterelement die Spannungsdifferenz zwischen seiner ursprünglichen Restspannung und der durch den erhöhten Laststrom verursachten Restspannung an den Lastkreis abgibt. Bringt man den Spannungsabfall der unstabilisierten Stromversorgungseinheit mit der - durch den gleichen Strom - am feldelektrischen Halbleiterelement entstehenden Spannungsabnahme in Übereinstimmung, kann mit einem feldelektrischen Halbleiterelement der gesamte Stabilisator-Stromkreis ersetzt werden. Die besondere Erscheinungsform des negativen Innenwiderstandes feldelektrischer Halbleiter ist somit geeignet, in verschiedenen Stromversorgungseinheiten die durch Laständerungen auftretenden Spannungsschwankungen ohne komplizierte

Stabilisierungsschaltungen auszugleichen. Anhand der obigen Ausführungen kann festgestellt werden, dass bei den erfundenen feldelektrischen Halbleitern - im Gegensatz zu den Backward- und Esaki-Dioden - der Abschnitt negativen Innenwiderstandes nicht zwischen der externen Spannung und dem Diodenstrom, sondern zwischen der externen Spannung und dem Lastwiderstand entsteht. Die stabilisierende Wirkung einer feldelektrischen Diode an einem in Reihe geschalteten Lastwiderstand ist auf Abb. 3/d gezeigt. Die stabilisierende Wirkung des feldelektrischen Halbleiters ist dann am grössten, wenn der Arbeitspunkt des Halbleiterelementes am Anfang des Abschnittes negativen Widerstandes liegt. Je weiter der Arbeitspunkt von diesem Punkt verschoben wird, desto geringer wird die Stabilisierungswirkung. Mit der Wahl des Verhältnisses Eingangs- zu Ausgangsspannung kann somit der Wirkungsgrad der Stabilisierung beeinflusst werden, ein gegebener Lastkreis leicht an eine beliebige Stromversorgungsquelle angepasst werden.

Die bisher beschriebene Ausführungsform feldelektrischer Dioden ist wegen der niedrigen Schwellspannung nur in Schaltungen niedriger Betriebsspannung zur Stabilisierung und Anpassung geeignet. Aus den späteren Erläuterungen wird jedoch ersichtlich, dass mit Erhöhung der Spannungsfestigkeit des Übergangs $n-p_2$ nicht nur die Schwellspannung der feldelektrischen Diode proportional anwächst, sondern gleichzeitig erhöht und verbreitert

sich der Spannungsbereich des Abschnittes 2. Mit Erhöhung der Schwellspannung kann das feldelektrische Halbleiterelement an eine beliebig hohe Eingangsspannung angepasst werden, d.h. die Stabilisierungswirkung beginnt bei dem gewünschten Spannungspegel. Am Ende des Stabilisierungsabschnittes geht der Arbeitspunkt feldelektrischer Halbleiter in den Abschnitt 3 über, der im negativen Abschnitt entstehende Elektronenstrom hoher Geschwindigkeit, der sog. "heisse" Elektronenstrom" verschwindet und der Lawinenstrom tritt erneut in den Vordergrund.

Die in der Grenzschicht $n-p_1$ auftretende Diffusionspotentialsperrbarriere besitzt ausser der voran beschriebenen linearisierenden sowie einen negativen Widerstand erzeugenden Wirkung eine dritte, nicht weniger interessante Eigenschaft. Diese Eigenschaft wirkt sich im feldelektrischen Halbleiterelement in der scheinbaren Beschleunigung des Lawineneffektes und damit in der Herabsetzung der Durchbruchsspannung der Strecke $n-p_2$ aus. Die Ursache dieser Erscheinung ist ebenfalls in den feldelektrischen Kräfteverhältnissen zu suchen. Wie weiter oben bereits ausführlich beschrieben wurde, befindet sich die externe Spannung in Sperrrichtung im direkten, metallischen Kontakt mit beiden Halbleiterschichten der Zweischicht-Gleichrichter-Dioden. Deshalb ist in diesen Dioden die Sperrwirkung sehr intensiv, die externe Spannung entleert den Übergang vollständig, so dass bis zu Beginn der Ladungsträgervervielfachung in Zweischicht-Dioden nur ein sehr

kleiner Sperrstrom fliessen kann. In feldelektrischen Halbleiterelementen wirkt die äussere Spannung nur in einer Richtung intensiv auf die Übergangsschicht. Der linke Metallanschluss kann wegen des Spannungsverlustes in der Strecke $n-p_1$ nur im beschränkten Masse auf die Grenzschicht $n-p_2$ absaugend wirken. Indem die Grenzschicht $n-p_1$ das vollständige Entleeren der Übergangsschicht $n-p_2$ verhindert, verstärkt sie die Ladungsvervielfachungswirkung der durch den Sperrstrom aufrechterhaltenen Minoritätsladungsträger, was zum frühzeitigen Einsatz des Lawinendurchbruches führt. Diese spezielle Erscheinung, die die Stossionisation in ihrer Wirkung noch verstärkt, bedeutet für feldelektrische Halbleiterelemente dann einen Vorteil, wenn die Dotierung der Schicht p_2 durch technologische Mittel nicht mehr erhöht werden kann.

Der Schichtaufbau der auf Abb. 4/b dargestellten feldelektrischen Diode wird jetzt so verändert, dass der Dotierungsgrad der Schicht p_1 mit dem Dotierungsgrad der Schicht p_2 übereinstimmt. Auf diese Weise erhält man ein Halbleiterelement mit symmetrischen Schichtaufbau, das infolge der starken Dotierung der Schicht p_1 seine Sperrwirkung verloren hat. Der Verlust der Gleichrichterwirkung bedeutet aber für das Halbleiterelement mit symmetrischen Schichtaufbau noch nicht den Verlust einer anderen, wichtigen Eigenschaft, der Stabilisierungswirkung. Da die Wechselstrombelastung für jedes Schaltungselement eine Spannungsbelastung mit periodisch wechselndem Vorzeichen bedeutet,

ist das vorliegende Halbleiterelement, das keine bevorzugte Sperrrichtung besitzt, ideal zur Stabilisierung von Wechselspannungen geeignet. Das als feldelektrische Wechselstromdiode bezeichnbare Halbleiterelement mit symmetrischen Schichtaufbau ist wegen seiner zweiseitigen Stabilisierungswirkung nicht nur in Wechselstrom-Stromversorgungseinheiten als Stabilisator, sondern auch zur Lösung anderer, neuer elektronischer Aufgaben geeignet.

Die bei der Stabilisierungswirkung feldelektrischer Gleichstrom-Dioden erwähnten feldelektrischen Dioden mit erhöhter Schwellspannung sind ausser für Gleichrichtungs- und gleichzeitig Stabilisierungszwecken für beliebig hohe Eingangsspannungen auch zur Lösung spezieller Aufgaben geeignet. In Abhängigkeit von der Durchbruchspannung der Schichten $n-p_2$ können die feldelektrischen Gleichstrom-Dioden mit erhöhter Schwellspannung als Begrenzer- oder Durchlassdioden unterschiedlicher Durchlassspannungen eingesetzt werden. Dieser Durchlassbetrieb wird aus der Einweg-Gleichrichterschaltung auf Abb. 5 ersichtlich, in der die verwendeten feldelektrischen Dioden eine Einweg-Zweitakt-Gleichrichtung ausführen - im vorliegenden Fall von der einfachen Sekundärwicklung eines Transformators eine symmetrische Gleichspannung erzeugen -, in Sperrrichtung die Durchlasswirkung verursachen $/U_{\text{ein}} - U_R/$.

Feldelektrische Dioden können sowohl als p- als auch als n-Typ hergestellt werden. In der Praxis erweist es sich jedoch als gleichgültig, welcher Typ zur Anwendung kommt.

Die einfacherere und billigere Herstellungstechnologie der Halbleiterelemente vom n-Typ lassen diese Variante als vorteilhafter erscheinen. Der bekannte Unterschied zwischen der Beweglichkeit der positiven Löcher und negativen Elektronen führt auch in der Technologie zur Schaffung der feldelektrischen Voraussetzungen der Stabilisierungswirkung in Halbleiterelementen mit n-p-n-Schichtanordnung zu besseren Ergebnissen als in denen mit p-n-p-Schichtanordnung. Schichtanordnung und empfohlene symbolische Bezeichnung der feldelektrischen Gleichstrom-Dioden vom Typ p sind auf Abb. 6/a, für Dioden vom Typ n auf Abb. 6/b dargestellt. Die technologischen Varianten und symbolischen Bezeichnungen feldelektrischer Wechselstrom-Dioden sind in Abb. 6/c und 6/d zu finden. Die Anschlüsse der feldelektrischen Wechselstrom-Dioden sind aufgrund des symmetrischen Schichtaufbaus beliebig vertauschbar, so dass bei ihrem Symbol ein Hinweis auf die Polarität nicht erforderlich ist.

Die zweite grosse Gruppe der erfundenen feldelektrischen Halbleiter stellen die verschiedenen Varianten der feldelektrischen Transistoren dar. Das Funktionsprinzip des feldelektrischen Transistors baut organisch auf dem Arbeitsprinzip der feldelektrischen Dioden auf. Die Durchlassfähigkeit des Halbleiterelementes wird im vorliegenden Fall jedoch nicht nur durch die feldelektrischen Kräfteverhältnisse innerhalb des Elementes, sondern auch durch den Transistoreffekt beeinflusst. Beim Anlegen einer ex-

ternen Spannung in Durchlassrichtung an den feldelektrischen Transistor verhält sich dieser wie eine feldelektrische Gleichstromdiode mit erhöhter Schwellspannung. Da jedoch nicht nur der feldelektrische Ladungsträgerstrom ausgenutzt werden soll, wird zwischen den Receptor-Anschluss und der mittleren Steuerelektrode ein äusserer Steuerwiderstand eingefügt /Abb. 7/a/. Unter Einwirkung der externen Steuerspannung kommt neben dem feldelektrischen Ladungsträgerstrom ein weiterer Ladungsstrom auf Basis des Transistoreffektes zustande. Mit Erhöhung der Steuerspannung wächst proportional die Zahl der durchfliessenden Ladungsträger an, d.h. in Abhängigkeit von der Steuerspannung ändert sich die Leitfähigkeit des feldelektrischen Transistors. Dieser bekannte Transistoreffekt besitzt im vorliegenden Fall jedoch enge Grenzen. Mit der auf die Steuerelektrode angeschaltete Spannung können die feldelektrischen Ladungsträger nur beschleunigt, aber nicht gebremst werden. In den erfundenen feldelektrischen Halbleiterelementen ist es wegen der hohen Konzentrationsverhältnisse unmöglich, die feldelektrisch ausgelösten Ladungsträger durch eine äussere Spannung zu bremsen oder ganz zu unterdrücken. Der Betriebsspannungsbereich der Steuerelektrode wird deshalb durch die Schwellspannung der Schichten $n-p_2$ begrenzt. Durch die externe Steuerspannung wird über den Transistoreffekt diese Schwellspannung $n-p_2$ allmählich bis auf Null herabgesetzt, wodurch der ansteigende Ladungsträgerstrom entsteht. Die Steuerelektrode kann demnach im feldelektrischen Tran-

sistor echte Steuerfunktion versehen, sondern beschränkt sich nur auf die Durchlasswirkung; eine Verzögerung des Ladungsträgerstroms, das Halbleiterelement in der Sperrzustand zu bringen ist nicht möglich. Da die Steuerelektrode bei der praktischen Anwendung feldelektrischer Transistoren eine stromergänzende, eine stromstärkeerhöhende Wirkung besitzt, soll die Elektrode der mittleren Schicht im weiteren mit "Compensor" bezeichnet werden.

Die Beanspruchung in inverser Richtung führt - ähnlich wie bei herkömmlichen Transistoren - nicht zur Zerstörung der feldelektrischen Transistoren. Durch Vertauschen der Schichten Injector und Receptor kommt der feldelektrische Ladungsstrom zum Stillstand und der feldelektrische Transistor verhält sich im weiteren wie die normalen bipolaren Transistoren unter normalen Betriebsbedingungen. Der auf Abb. 7/b ersichtliche feldelektrische Transistor vom Typ n stellt den Komplementärtyp des zuvor behandelten p-Typs dar. Für beide Arten der feldelektrischen Gleichstromtransistoren sind der Schichtaufbau und die zweckmässige Symbolbezeichnung auf den Abb. 8/a und 8/b dargestellt.

In Analogie zu den feldelektrischen Wechselstromdioden können auch die feldelektrischen Gleichstromtransistoren leicht für Wechselstromverwendung umgestaltet werden. Die auf den Abb. 9/a - b - c dargestellten feldelektrischen Wechselstromtransistoren mit komplexem Schichtaufbau stellen im wesentlichen einen Gleichstromtransistor dar, der

in beiden Richtungen leitend und in einem Gehäuse untergebracht ist. Die p-, n- und Komplementärvarianten regeln über die Kompensationswiderstände R_{V1} und R_{V2} getrennt die positiven und negativen Halbperioden der Wechselspannung und in den parallel geschalteten Metallanschlüssen erfolgt die Addition. Zwischen den n- und p-Typen der komplexen feldelektrischen Wechselstromtransistoren besteht aus praktischen Gesichtspunkten kein Unterschied, die bei der feldelektrischen Diode erwähnten technologischen Vorteile liegen im vorliegenden Fall auf der Seite der n-Typen. Die zwei Teiltransistoren der auf Abb. 9/c dargestellten Komplementärvariante sind im Gegensatz zu den obigen Varianten n und p nicht antiparallel geschaltet, so dass bei der symbolischen Bezeichnung die ursprünglich empfohlenen Polaritätszeichen i-r beibehalten werden können. Besonderes Merkmal der komplementären Variante ist der einfache Steuerstromkreis. Bei dieser Ausführung ist die Regelung der Wechselspannung nicht nur durch das Anschalten eines einfachen Regelkreises an die Receptor-Elektrode oder bei den vorhergehenden Varianten an die Arbeitselektroden $W_1 - W_2$ mit den Widerständen R_{V1} und R_{V2} , sondern auch mit einem einfachen Regelstromkreis zwischen den beiden Steuerelektroden möglich. Ausser der Einfachheit besitzt diese Ansteuerermethode im Vergleich zu den vorangehenden den Vorteil, dass sie wesentlich weniger Steuerenergie benötigt.

Ein praktisches Anwendungsbeispiel für den erfundenen feldelektrischen Transistor ist auf Abb. 10 dargestellt.

Ausser den Spannungsschwankungen durch die Änderung der Ausgangslast regelt die Schaltung mit hohem Wirkungsgrad auch die Schwankungen der Eingangsspannung aus. Der Regelkreis $T_1 - Z_1 - R_z$ arbeitet nach dem folgenden, bekannten Prinzip. Mit Abnahme der Eingangsspannung nimmt proportional auch die Spannung über der Zenerdiode Z_1 ab, was entsprechend einer Zenercharakteristik eine stärkere Abnahme des Zenerstroms zur Folge hat. Diese Stromabnahme erzeugt über dem Widerstand R_z einen beträchtlichen Spannungsabfall, durch den die Basis des Transistors T_1 auf ein relativ höheres Potential gelangt. Der Transistor T_1 , der zwischen den Anschlüssen Receptor - Compensor des feldelektrischen Transistors die Funktion des Widerstandes R_v übernimmt, geht durch das höhere Basispotential in den leitenden Zustand über und wirkt somit wie eine Verkleinerung des Regelwiderstandes des feldelektrischen Transistors. Demzufolge nimmt die Restspannung der Schichten $c - r$ ab und ausser dem feldelektrischen Ladungsträgerstrom entsteht ein Ladungsträgerfluss auf Basis des normalen Transistoreffektes, der über den Lastwiderstand fliesst und den Spannungsabfall durch die Abnahme der Eingangsspannung kompensiert. Zur sicheren Stabilisierung der gewünschten Eingangsspannung muss die Schwellspannung Compensor - Receptor des eingesetzten feldelektrischen Transistors im Einklang mit dem Wert der Eingangsspannungsänderung stehen. Ist die Schwellspannung höher als dieser Wert, kann nicht die volle Eingangsspan-

nungsänderung ausgeglichen werden, besitzt die Schwellspannung hingegen einen wesentlich höheren Wert als erforderlich, verschlechtert sich der Wirkungsgrad der Schaltung. Die im Stabilisator verbleibende Leistung wird wie bei normalen Regeltransistoren auch in feldelektrischen Transistoren in Verlustwärme umgesetzt. Damit die Stabilisierungsschaltung nicht nur die Abnahme, sondern auch Erhöhung der Eingangsspannung ausregeln soll, wird der Arbeitspunkt des Regelkreises mit einer geringen Vorspannung in die Mitte des Schwellspannungsbereiches $c - r$ eingestellt. Die Nennspannung der verwendeten Zenerdiode stimmt in guter Näherung mit der Spannung des etwas erhöhten Arbeitspunktes zum Massepotential überein.

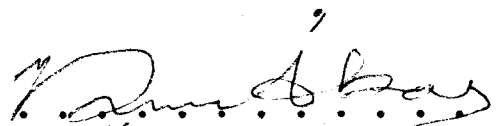
Die Herstellung der erfundenen feldelektrischen Halbleiter erfordert keine spezielle Technologie und ist mit den in der Halbleitertechnik gegenwärtig bekannten und angewandten Technologien lösbar.

Patentansprüche:

1. Feldelektrische Halbleiter, charakterisiert durch einen Kristallaufbau, der aus drei Schichten besteht und in den zwei äusseren Schichten identischer Leitungstyp besitzt und in dem der Ladungsträgerfluss grundsätzlich entsprechend der feldelektrischen Kräfteverhältnisse zwischen den einzelnen Schichten abläuft.

2. Auf Abb. 6/a dargestellte Form der feldelektrischen Gleichstromdiode auf Basis der in Punkt 1 bestimmten feldelektrischen Halbleiter, charakterisiert durch den asymmetrischen Schichtaufbau vom Typ p /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
3. Auf Abb. 6/b dargestellte Form der feldelektrischen Gleichstromdiode auf Basis der in Punkt 1 bestimmten feldelektrischen Halbleiter, charakterisiert durch den asymmetrischen Schichtauf vom Typ n /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
4. Auf Abb. 6/c dargestellt Form der feldelektrischen Wechselstromdiode auf Basis der in Punkt 2 bestimmten feldelektrischen Gleichstromdiode, charakterisiert durch den symmetrischen Schichtaufbau vom Typ p /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
5. Auf Abb. 6/d dargestellt Form der feldelektrischen Wechselstromdiode auf Basis der in Punkt 3 bestimmten Gleichstromdiode, charakterisiert durch den symmetrischen Schichtaufbau vom Typ n /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
6. Auf Abb. 8/a dargestellte Form des feldelektrischen Gleichstromtransistors auf Basis der in Punkt 1 bestimmten feldelektrischen Halbleiter, charakterisiert durch den asymmetrischen Schichtaufbau vom Typ p /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.

7. Auf Abb. 8/b dargestellte Form des feldelektrischen Gleichstromtransistors auf Basis der in Punkt 1 bestimmten feldelektrischen Halbleiter, charakterisiert durch den asymmetrischen Schichtaufbau vom Typ n /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
8. Auf Abb. 9/a dargestellt Form des feldelektrischen Wechselstromtransistors auf Basis des in Punkt 6 bestimmten feldelektrischen Gleichstromtransistors, charakterisiert durch den zusammengesetzten Schichtaufbau /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
9. Auf Abb. 9/b dargestellte Form des feldelektrischen Wechselstromtransistors auf Basis des in Punkt 7 bestimmten feldelektrischen Gleichstromtransistors, charakterisiert durch den zusammengesetzten Schichtaufbau /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.
10. Auf Abb. 9/c dargestellte Form des feldelektrischen Wechselstromtransistors auf Basis des in den Punkten 6 und 7 bestimmten feldelektrischen Gleichstromtransistors, charakterisiert durch den komplementären, zusammengesetzten Schichtaufbau /1/ und die zweckmässige Symbolbezeichnung /2/.


Ákos Kun

A u s z u g

Die erfundenen feldelektrischen Halbleiter sind aus drei Schichten bestehende Halbleiterelemente mit identischem Leitungstyp in den beiden äusseren Schichten, in denen der Ladungsträgerfluss grundsätzlich entsprechend der feldelektrischen Kräfteverhältnisse zwischen den einzelnen Schichten abläuft. Mit ihren unterschiedlichen Ausführungsformen - feldelektrische Gleichstromdiode, feldelektrische Wechselstromdiode, feldelektrischer Gleichstromtransistor, feldelektrischer Wechselstromtransistor - sind nicht nur herkömmliche schaltungstechnische Aufgaben, sondern auch neue elektronische Probleme lösbar.