

ZWEIDIMENSIONALE SIMULATION DES  
LAWINENDURCHBRUCHS IN MOS TRANSISTOREN

A.Schütz, S.Selberherr, H.W.Pötzl

Abteilung für Physikalische Elektronik  
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik  
TU Wien, Gußhausstr. 27, 1040 WIEN  
und Ludwig Boltzmann-Institut für Festkörperphysik

ZUSAMMENFASSUNG:

In diesem Beitrag wird ein zweidimensionales, numerisches Modell zur Simulation des Lawinendurchbruchs in MOS Transistoren vorgestellt. Dieses Modell dient sowohl der Gewinnung eines tieferen Verständnisses der Vorgänge beim Lawinendurchbruch, als auch der Optimierung von MOS Transistoren bezüglich Spannungsfestigkeit. Die Ergebnisse der Simulationen werden durch Darstellung der internen Größen veranschaulicht.

EINLEITUNG:

Die zweidimensionale numerische Simulation von Halbleiterbauelementen hat in den letzten Jahren eine stark wachsende Bedeutung erlangt. Da man auch bei numerischen Modellen auf gewisse Annahmen und Vereinfachungen angewiesen ist, wurde in den bisher veröffentlichten Modellen der Lawineneffekt meist vernachlässigt. Über Simulation des Lawinendurchbruchs wurden bislang nur wenige Arbeiten veröffentlicht /1/, /2/. Diese Modelle sind jedoch in letzter Konsequenz als nicht konsistent zu betrachten, da sie die Raumladung der Majoritätsladungsträger (Löcher bei n-Kanal Transistoren), die durch Stoßionisation generiert werden, nicht berücksichtigen.

In diesem Modell wird die Stoßionisation in den Inhomogenitätstermen der beiden Kontinuitätsgleichungen berücksichtigt. Beide Gleichungen, die zusammen mit der Poisson Gleichung die fundamentalen Halbleitergleichungen darstellen, werden voll konsistent in einem modifizierten Gummelansatz gelöst. Die Tatsache, daß das, durch die Gateelektrode induzierte Feld weitgehend senkrecht auf die Stromdichten steht und daher nicht zur Ionisation beiträgt,

wird durch einen Korrekturterm im Ansatz für die Ionisationsrate berücksichtigt. Aus Platzgründen kann auf eine detaillierte Behandlung des numerischen Modells hier nicht eingegangen werden, es muß vielmehr auf /3/, /4/, /5/ verwiesen werden.

#### MERKMALE DES LAWINENDURCHBRUCHS:

Eine wesentliche Stärke des gegenwärtigen Modells ist die Berechnung der internen physikalischen Größen beim Durchbruch von MOSFET's. Dies erlaubt mehr Einblick in die physikalischen Vorgänge als die bloße Berechnung von Kennlinien. Als ein Beispiel der Einsatzmöglichkeiten des Modells wird in der Folge das "snap-back" Verhalten von n-Kanal Transistoren analysiert. Bild 1 zeigt gerechnete Kennlinien von Drain- und Bulkströmen eines MOSFET's mit 1  $\mu$ m Gatelänge. Man erkennt sofort, daß bei der kleineren Gatespannung der Durchbruch später erfolgt als bei  $U_{GS}=1V$ . Dies mag auf den ersten Blick als paradox erscheinen, wenn man bedenkt, daß eine kleinere Gatespannung eine ungleichmäßigere Feldverteilung bewirkt und somit bei gleicher Drainspannung höhere Feldspitzen auftreten. Weiters ist zu bemerken, daß bei  $U_{GS}=0V$  bei Überschreitung der Durchbruchsspannung ein fallender Ast in der Kennlinie auftritt; dieser Effekt wird als "snap back" bezeichnet.

#### ANALYSE DER DURCHBRUCHSEIGENSCHAFTEN:

Die numerische Analyse zeigte, daß gerade der Löcherstrom, der bei den bisherigen Modellen vernachlässigt wurde, einen entscheidenden Einfluß auf das Durchbruchverhalten des Transistors hat. Da die Löcher zufolge der Potentialbarrieren von den Source-Drain Bereichen zurückgedrängt werden, muß der Generationsstrom zufolge Stoßionisation entweder durch Rekombination oder durch einen Bulkstrom abgedeckt werden. Beides ist aber mit einer kräftigen Erhöhung der Löcherdichte verbunden. Der Anstieg der Löcherdichte als Folge des Lawineneffektes wird in den Bildern 2 u. 3 veranschaulicht; Bild 2 zeigt die Löcherdichte, die man bei Vernachlässigung der Stoßionisation erhält. In Bild 3 ist die Stoßionisation berücksichtigt. Diese erhöhte Löcherdichte trägt zu einer Verringerung der Potentialbarriere zwischen Source und Kanal bzw. Bulk bei und erhöht dadurch den Kanal-

strom. Da die Generationsrate der Ladungsträger proportional zum Kanalstrom ist, steigt durch diesen Prozeß die Löcherdichte weiter an. Dieser Rückkopplungsmechanismus führt schließlich zum Durchbruch und zu einer fallenden Kennlinie. Diese Rückwirkung wird durch den immer vorhandenen parasitären Substratwiderstand verstärkt, da dadurch der Löcherfluß in das Substrat erschwert wird und somit die Löcherdichte zusätzlich angehoben wird. Da mit steigendem Kanalstrom auch die Generationsrate ansteigt, führt eine Erhöhung der Gatespannung zu einer Zunahme der Löcherdichte weshalb der Durchbruch schon bei kleinerer Drainspannung erfolgen kann. Das oben erwähnte Paradoxon wäre damit geklärt. Durch Anlegen einer negativen Substratspannung wird i.a. der Durchbruch erschwert (vgl. Bild 1), da die Löcher in das Substrat hin abgesaugt werden, wodurch die interne Löcherdichte abnimmt.

Extrapoliert man die fallende Kennlinie in Richtung höherer Ströme, so sättigt schließlich die Abnahme der Drainspannung, man erreicht eine einheitliche Haltespannung, die nur schwach von der Gatespannung abhängt. Eine Zunahme des Drainstromes erfordert nämlich eine Erhöhung der internen Trägerdichten. Dadurch steigt aber auch die Rekombinationsrate drastisch an, die nun einen beträchtlichen Teil der durch die Stoßionisation generierten Ladungsträger aufbraucht. Die Generationsrate muß nun mit steigendem Strom zunehmen, und eine weitere Abnahme der Drainspannung ist dadurch in diesem Zustand nicht mehr möglich. Die Wirkung der Rekombination geht aus den Bildern 4 u. 5 hervor. Bild 4 zeigt die Löcherstromdichte bei kleinen Strompegeln. Der Löcherstrom entspringt in der pinch-off Zone vor dem Drain, er fließt zunächst entlang der Oberfläche und schließlich unter das Sourcegebiet. Bild 5 zeigt dieselbe Größe bei wesentlich höheren Strompegeln. Zufolge der starken Rekombination versiegen hier die Stromlinien unter dem Sourcegebiet. Bei großen Strompegeln kann es vorkommen, daß der Zustand starker Rekombination schon vor Erreichen der Durchbruchsspannung erreicht wird. In diesem Fall verschwindet der "snap back" Effekt, und die Drainspannung geht mit steigendem Strom asymptotisch in die Haltespannung über.

DANKSAGUNG:

Diese Arbeit wurde durch den Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung unter Projekt Nr. S22/11 gefördert. Die Autoren sind der Firma Siemens AG, München für wichtige Hilfe, insbesondere durch Bereitstellung von MOS Testtransistoren zu großem Dank verpflichtet. Dr. F.H. Gänsslen, IBM J.Watson Res. Lab., Yorktown Heights, danken wir für wertvolle Anregungen und Unterstützung. Die Rechenzeit für die numerischen Berechnungen stellte das "Interuniversitäre Rechenzentrum der TU Wien" zur Verfügung.

SCHRIFTUM:

- /1/ T.Toyabe et al., IEEE Trans. on Electron Devices ED-25, pp.825-832, Juli 1978
- /2/ N.Kotani et al., Solid State Electronics SSE-24, pp.681-687, Juni 1981
- /3/ S.Selberherr et al., IEEE Trans. on Electron Devices ED-27, pp.1540-1550, August 1980
- /4/ S.Selberherr, Dissertation, Technische Universität Wien, 1981
- /5/ A.Schütz et al., eingereicht zur Veröffentlichung in Solid State Electronics

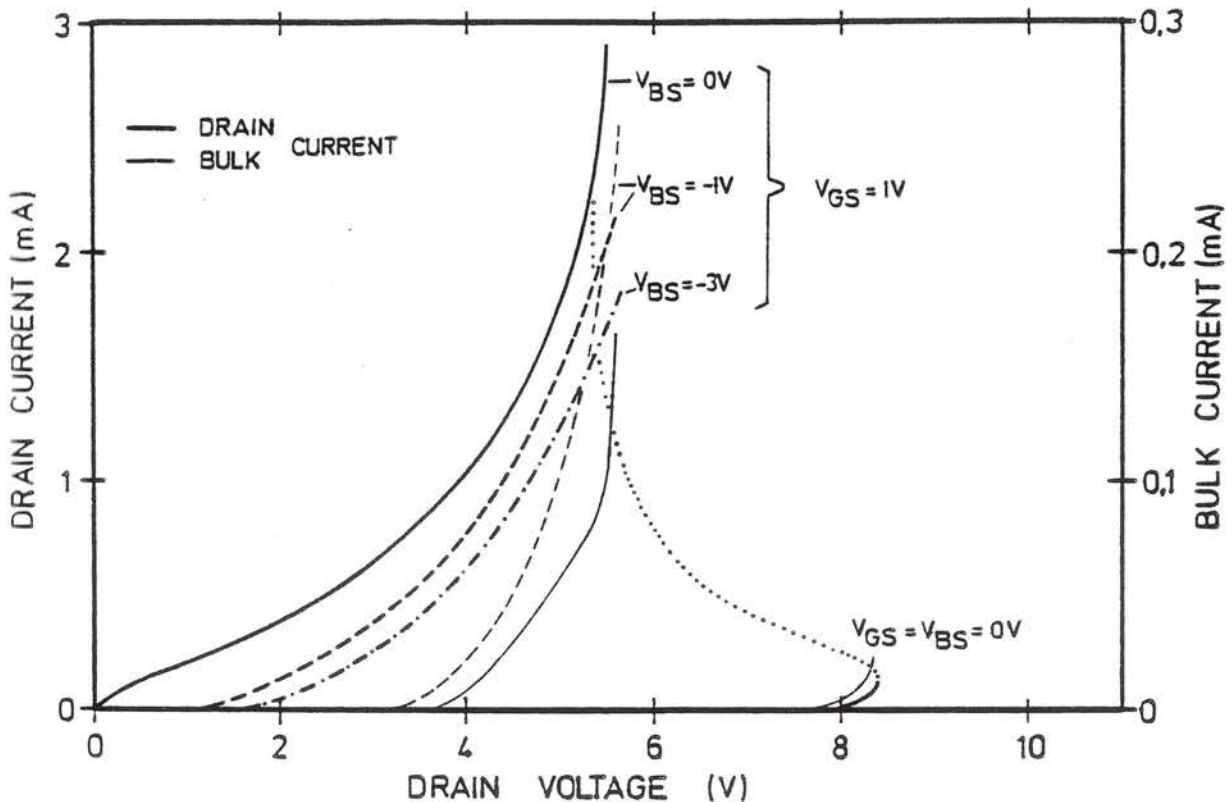
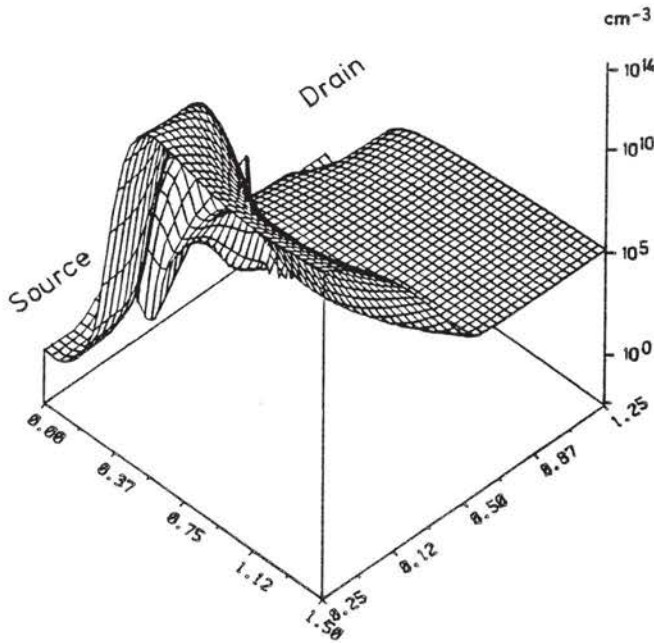


Bild 1

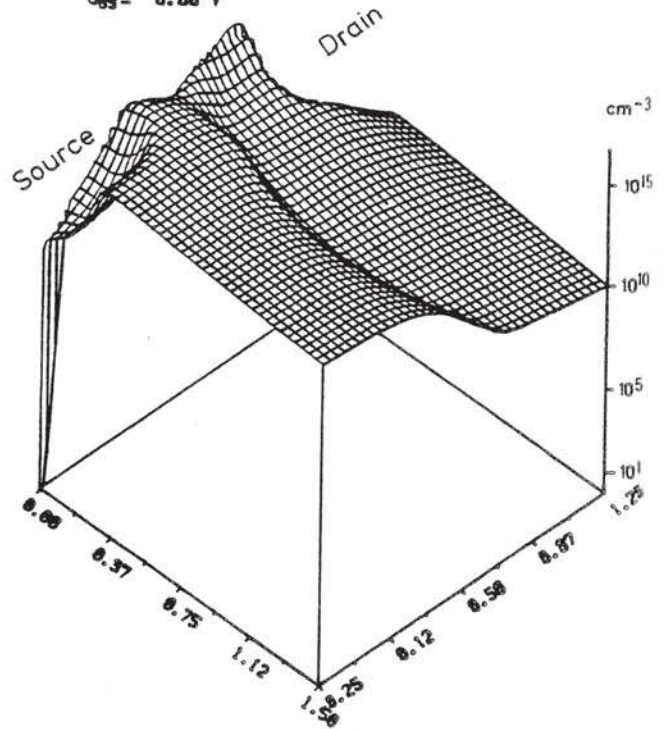
$U_{GS} = 2.00 \text{ V}$   
 $U_{DS} = 5.60 \text{ V}$   
 $U_{BS} = 0.00 \text{ V}$

Stoßionisation vernachlässigt



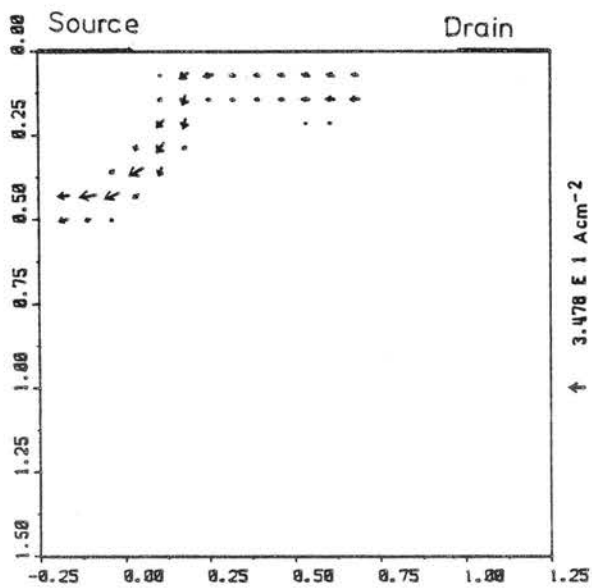
HOLE DISTRIBUTION  
 Bild 2

$U_{GS} = 2.00 \text{ V}$   
 $U_{DS} = 5.60 \text{ V}$   
 $U_{BS} = 0.00 \text{ V}$



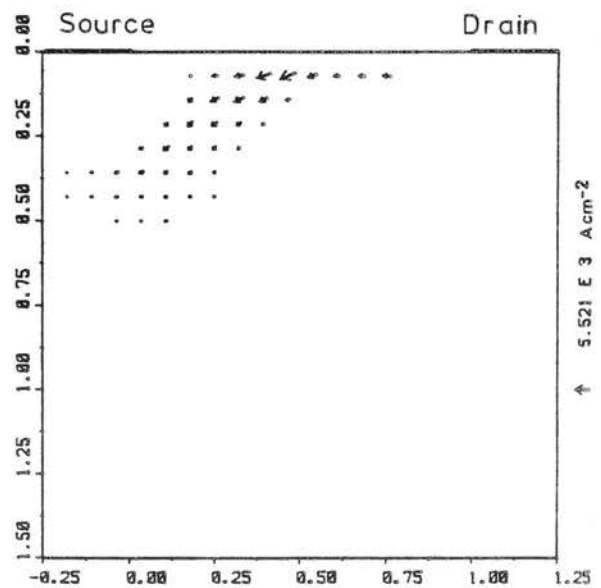
HOLE DISTRIBUTION  
 Bild 3

$U_{GS} = 0.00 \text{ V}$   
 $U_{DS} = 8.00 \text{ V}$   
 $U_{BS} = 0.00 \text{ V}$



HOLE CURRENT DENSITY  
 Bild 4

$U_{GS} = 2.00 \text{ V}$   
 $U_{DS} = 5.60 \text{ V}$   
 $U_{BS} = 0.00 \text{ V}$



HOLE CURRENT DENSITY  
 Bild 5