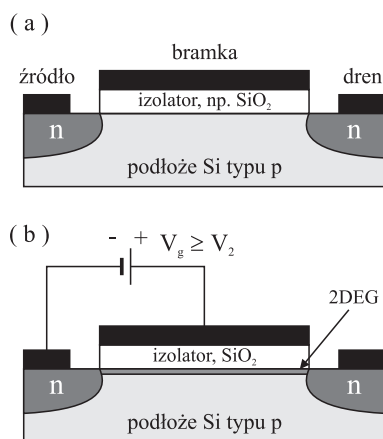


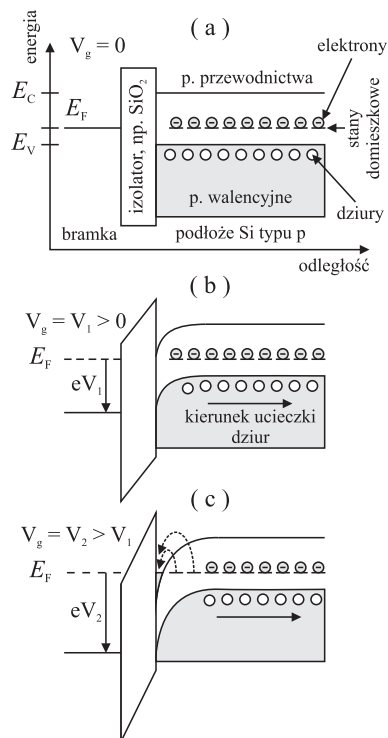
Drugie życie tranzystora krzemowego

Karol NOGAJEWSKI*



Rys. 1. Schemat tranzystora typu MOSFET: (a) bez polaryzacji bramki, (b) z bramką spolaryzowaną dodatnim potencjałem V_g .

W zależności od typu domieszkowania podłoża krzemowego warstwa inwersyjna może być utworzona albo z elektronów (w przypadku podłoża domieszkowanego na typ p, tzn. posiadającego w paśmie walencyjnym nadmiarowe dziury, czyli puste miejsca po elektronach zachowujące się w praktyce jak cząstki obdarzone ładunkiem dodatnim), albo z dziur (jeżeli podłożo krzemowe jest domieszkowane na typ n, co oznacza, że posiada nadmiarowe elektrony obsadzające stany energetyczne w paśmie przewodnictwa).



Rys. 2. Etapy powstawania warstwy inwersyjnej z dwuwymiarowym gazem elektronowym.

* doktorant, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

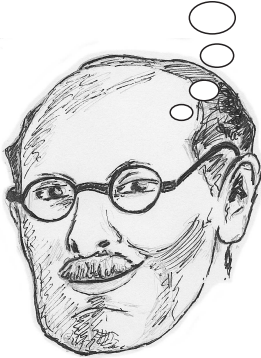
Gdzie znaleźć krzem? Statystyczny przechodzień, zapytany z nienacką na ulicy o krzem, wspomni zapewne po chwili namysłu o Dolinie Krzemowej w Stanach Zjednoczonych oraz firmie Intel i jej najbardziej znanych produktach, czyli mikroprocesorach. Być może padnie też z jego ust słowo tranzystor. Rzeczywiście, miliony krzemowych tranzystorów polowych typu MOSFET (z ang. *Metal-Oxide Semiconductor Field-Effect Transistor*) to podstawowe elementy konstrukcyjne jednostek mikroprocesorowych, które towarzyszą nam na każdym kroku. Ich główna funkcja to kontrolowanie przepływu prądu między dwiema elektrodami (zwanymi źródłem i drenem) za pomocą pola elektrycznego (stąd przymiotnik „polowe”) wytwarzanego dzięki obecności trzeciej, umieszczonej między nimi elektrody (tzw. bramki), do której przykładane jest zewnętrzne napięcie. Nie jest to jednak ich jedyne zastosowanie. Wykorzystuje się je obecnie także do detekcji promieniowania dalekiej podczerwieni, które modnie ostatnimi czasy zwać promieniowaniem terahercowym (ma ono, rzeczywiście, częstotści rzędu THz).

Jak działa tranzystor? W wykonanych na bazie krzemu tranzystorach polowych typu MOSFET transport ładunku między źródłem a drenem odbywa się za pośrednictwem tzw. warstwy inwersyjnej. To bardzo cienki obszar znajdujący się tuż przy powierzchni oddzielającej krzemowe podłożo od warstwy dielektryka (na ogół dwutlenku krzemu, SiO₂) izolującego elektrycznie ową warstwę od metalicznej bramki.

Dla ustalenia uwagi będziemy tu rozważać podłożo typu p (patrz margines). Gdy do bramki nie jest przyłożone dodatnie napięcie, wykonany na bazie takiego podłoża tranzystor polowy nie przewodzi prądu. Wynika to z istnienia barier potencjału na granicach między domieszkowanymi na typ n obszarami źródła i drenu a centralną częścią domieszkowanego na typ p podłoża krzemowego. Spolaryzowanie bramki dodatnim potencjałem prowadzi w pierwszej kolejności do opróżnienia z dziur pasma walencyjnego w przypowierzchniowym obszarze podłoża krzemowego. Jest to wynikiem zwyczajnego odpychania elektrostatycznego między naładowaną dodatnio płaszczyzną przewodzącą a swobodnymi, dodatnio naładowanymi dziurami.

Na zamieszczonym obok diagramie, przedstawiającym położenie na skali energii dna paśmie przewodnictwa (E_c) i wierzchołka paśmie walencyjnego (E_v), sytuacja taka odpowiada zakrzywieniu obu pasm w dół (przypadek (b)). Utworzona dzięki niemu warstwa, nosząca nazwę warstwy zubożonej, jest wprawdzie naładowana ujemnie, ale nie ma jeszcze swobodnych elektronów. Te obsadzają bowiem stany energetyczne domieszek poniżej tzw. poziomu Fermiego (E_F). Dopiero gdy dodatni potencjał bramki zostanie zwiększony tak, że dno paśmie przewodnictwa ulegnie obniżeniu do poziomu Fermiego, rozpoczyna się przekształcanie warstwy zubożonej w warstwę inwersyjną, czyli transfer elektronów ze stanów domieszkowych do paśmie przewodnictwa krzemu (przypadek (c)). W podłożu domieszkowanym początkowo na typ p pojawiają się zatem swobodne elektrony. To właśnie temu procesowi warstwa inwersyjna zawdzięcza swoją nazwę. Jej uformowanie w przypowierzchniowym obszarze podłoża krzemowego jest warunkiem koniecznym, ale nie dostatecznym, uzyskania przez tranzystor polowy typu MOSFET zdolności przewodzenia prądu. Warstwa ta dodatkowo musi bowiem w sposób ciągły łączyć domieszkowane na typ n obszary źródła i drenu (tworząc tzw. kanał tranzystora), co w praktyce oznacza konieczność pokrycia metalem (bramką) całej przestrzeni między nimi. Oznacza to, że długości tranzystorów typu MOSFET są tożsame z długościami ich bramek.

Dzięki temu urządzeniu
trafię kiedyś na łamy „Deltę”!



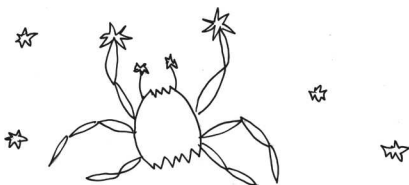
Rys. 3. Julius Edgar Lilienfeld
(1882–1963), wynalazca tranzystora typu
MOSFET, według autora artykułu.

Razem czy osobno? Rozmiary warstwy inwersyjnej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny bramki są bardzo małe – tak małe, że mechanika kwantowa nie pozwala, by elektron mógł być zlokalizowany na obszarze dużo mniejszym niż rozmiar tej warstwy. Oznacza to, że tworzące tę warstwę elektrony nie mogą się poruszać dowolnie, a jedynie wzdłuż dwóch kierunków warstwy – jak gdyby znajdowały się w dwuwymiarowej studni potencjału. Z tego właśnie względu określa się je często mianem dwuwymiarowego gazu elektronowego i oznacza akronimem 2DEG (z ang. *2D Electron Gas*). We współczesnych tranzystorach polowych koncentracje dwuwymiarowego gazu elektronowego są na tyle duże, że wchodzące w jego skład elektrony silnie ze sobą oddziałują, a częstość tych wzajemnych interakcji przewyższa częstość, z jaką występują inne zdarzenia, jak np. oddziaływanie elektronów z siecią krystaliczną podłoża krzemowego czy fizycznymi granicami urządzenia. W takich warunkach elektrony niejako „zapominają” o swoich indywidualnych cechach, a na przychodzące z zewnętrznego świata zaburzenia (jak chociażby pole elektryczne) zaczynają reagować wspólnie, w sposób zsynchronizowany. Możemy powiedzieć, że tworzą one wtedy właściwie nie gaz, lecz plazmę elektronową.

Razem lepiej? Jednym z najważniejszych przejawów kolektywnej natury plazmy elektronowej są tzw. drgania plazmowe, czyli zaburzenia koncentracji elektronów zmieniające się w czasie i przestrzeni. W przypadku dwuwymiarowej plazmy elektronowej mają one z reguły charakter podłużny (tak jak fale dźwiękowe), co oznacza, że gęstość elektronów zmienia się w kierunku rozchodzenia się fali plazmowej. W tranzystorze polowym fale takie można wywołać przez przyłożenie oscylującego napięcia pomiędzy źródłem/drenem a bramką. Tak jak w przypadku wprawiania w ruch wahadła matematycznego regularne drgania plazmowe o dużej amplitudzie będą pojawiały się jedynie wtedy, gdy częstość zmiennego napięcia pobudzającego zostanie wybrana w odpowiedni sposób – będzie jedną z częstości tzw. rezonansów plazmowych. Takie rezonansowe fale gęstości mogą przemieszczać się w plazmie elektronowej na dystansach porównywalnych z długością kanału tranzystora, a więc kilku mikrometrów.

Jednak aby fala gęstości mogła się przemieszczać bez tłumienia, tworzące ją elektrony nie mogą zderzać się zbyt często ze sobą lub z jonami sieci krystalicznej. O tym, czy tak jest, decyduje stosunek okresu fali T i tzw. czasu relaksacji τ , czyli średniego czasu między kolejnymi zderzeniami elektronów. W przypadku $\tau \gg T$ fala wytworzona np. w pobliżu źródła dociera do drenu bez znacznego zmniejszenia amplitudy, po czym odbija się od drenu, podróżuje z powrotem w kierunku źródła itd. Takie wielokrotne odbicia prowadzą do powstania w kanale tranzystora fali stojącej. Podobna sytuacja występuje dla fal odpowiadających rezonansom plazmowym. W przeciwnym przypadku, tzn. dla częstości napięcia pobudzającego, która nie pasuje do żadnej z częstości drgań własnych plazmy, a także w warunkach silnego tłumienia, gdy $\tau \ll T$, fala wytworzona w pobliżu źródła oddala się od niego na nieznaczną odległość, na której całkowicie zanika. Z definicji czasu relaksacji można wywnioskować, że wielkość ta (a zatem również odległość, jaką może pokonać fala plazmowa bez znaczącego tłumienia) zależy odwrotnie proporcjonalnie od koncentracji elektronów w kanale. Tę w tranzystorze polowym typu MOSFET kontroluje się za pomocą wielkości dodatniego potencjału bramki. Im mniejszy potencjał (mniej elektronów w warstwie inwersyjnej), tym większe prawdopodobieństwo, że nierezonansowa fala gęstości, wzbudzona w pobliżu źródła/drenu, pokona przed wygaśnięciem całą długość kanału. W przypadku rezonansowym efekt ten nie odgrywa tak znaczącej roli.

Razem szybciej? Zarówno rezonansowe, jak i nierezonansowe fale plazmowe mogą przemieszczać się w kanałach współczesnych tranzystorów polowych



z prędkościami przewyższającymi nawet stokrotnie prędkość dryfu elektronów (rzędu 10^5 m/s), od której zależy np. częstotliwość wykonywania operacji obliczeniowych przez mikroprocesory, z jakich obecnie korzystamy. Wynika to z faktu, że pokonanie danej odległości przez falę gęstości w plazmie nie wymaga, aby takiemu przemieszczeniu uległ każdy z elektronów uczestniczących w drganiach plazmowych. Skutek ruchu fali plazmowej jest zaś praktycznie taki sam jak w przypadku „zwykłego” ruchu elektronów – prowadzi do pojawienia się niezerowego potencjału elektrycznego na elektrodzie tranzystora nieuczestniczącej we wzbudzeniu fali. Co więcej, jak wiadomo od prawie dwóch dekad [1,2], wskutek nieliniowych (a więc prostujących) właściwości elektrycznych poszczególnych elementów składających się na obszar aktywny półprzewodnikowych tranzystorów polowych, jest to potencjał stały w czasie. Oznacza to, że gdyby obecne możliwości technologiczne pozwalały na zrezygnowanie z konwencjonalnej elektroniki krzemowej na rzecz układów scalonych opartych na propagacji fal plazmowych, to już teraz moglibyśmy dysponować mikroprocesorami taktowanymi z częstotliwością nie 3, a 300 GHz.

A co z terahercami? Przy stosowanych obecnie poziomach domieszkowania podłoża krzemowych częstości rezonansowe plazmy elektronowej w tranzystorach typu MOSFET leżą w zakresie od kilkuset GHz do kilku THz. Fale plazmowe w kanałach takich tranzystorów mogą być zatem wzбудzane przez promieniowanie elektromagnetyczne z zakresu średniej i dalekiej podczerwieni. Oznacza to, że tranzystory polowe mogą być wykorzystywane jako wygodne w użyciu i niewielkie detektory promieniowania terahercowego. Ich reakcja na oświetlenie tego typu promieniowaniem polega na pojawieniu się stałego napięcia pomiędzy źródłem a drenem. Do każdego tranzystora-detektora można dołączyć wzmacniacz operacyjny dostosowujący generowane w tranzystorze fotonapięcie do wymagań innych podzespołów elektronicznych urządzenia, w skład którego taki tranzystor ma wchodzić.

Krzemowe tranzystory polowe mogą pracować zarówno jako detektory selektywne, jak i tzw. białe (reagujące na promieniowanie terahercowe w szerokim zakresie częstości). Przechodzenie detektorów selektywnych polega na zmianie potencjału bramki, który kontroluje koncentrację elektronów w warstwie inwersyjnej. Ich wadą jest jednak to, że spełniony musi być warunek $\tau \gg T$, a to wymaga obecnie schłodzenia tranzystora do temperatur kriogenicznych (co najmniej 77 K za pomocą ciekłego azotu, a często, niestety, aż do 4,2 K z wykorzystaniem ciekłego helu). Tymczasem nierezonansowa odpowiedź tranzystorów krzemowych na promieniowanie terahercowe jest obserwowana w temperaturze pokojowej, co powoduje, że detektory białe są znacznie wygodniejsze w użyciu.

Krzemowe tranzystory polowe działające jako detektory promieniowania terahercowego dają nowe nadzieje na poprawę bezpieczeństwa i komfortu naszego życia. Promieniowanie dalekiej podczerwieni jest nieinwazyjne biologicznie (energia kwantu pola jest rzędu meV, zbyt mała, by powodować jonizację materii), przenika przez wiele wykorzystywanych powszechnie materiałów (papier, szkło, tworzywa sztuczne, itp.), a zakres jego zastosowań jest niezwykle szeroki (kamery podczerwone, skanery listów na pocztę czy czujniki monitorujące stężenie tlenku węgla w pomieszczeniach mieszkalnych). Dlatego na całym świecie prowadzone są prace nad prototypowymi układami detekcyjnymi opartymi na wzbudzeniach plazmowych w mikro- i nanostrukturach krzemowych. W działania te zaangażowane są także polskie instytucje (wśród nich Uniwersytet Warszawski), które mogą poszczycić się wieloma sukcesami na polu zarówno technologicznym, jak i czysto badawczym.



Trochę szczegółów technicznych:

- [1] M. Dyakonov and M.S. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 380 (1996).
- [2] M. Dyakonov and M.S. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).