

# POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego

*Czymże jest czas?*

*Jeśli nikt mnie o to nie pyta,  
wiem.*

*Jeśli pytającemu usiłuję  
wytłumaczyć,  
nie wiem.*



św. Augustyn (354-430)  
doktor kościoła, biskup,  
filozof



**Problem upływającego czasu**

**Detektory obrazujące  
ze sprzężeniem ładunkowym (CCD)**

**Modelowanie ab initio powierzchni GaN(0001)  
za pomocą metody funkcjonału gęstości (DFT)**





Obraz: Wikipedia

*Istnieje tylko jeden, uniwersalny i wszechobejmujący czas — płynie on w jednostajnym tempie i nic nie wywiera na niego wpływu. Jest więc absolutny i obiektywnie jednakowy w całym Wszechświecie.*

Isaac Newton (1643-1727) fizyk, matematyk, filozof



RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budzyński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Warczewski (redaktor naczelny), Maria Matlak (sekretarz redakcji), Michał Matlak, Magdalena Staszal

Adres Redakcji:

Instytut Fizyki UŚ, ul. Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz), Wojciech Gruhn (Częstochowa), Tomasz Jarosław Wąsowicz (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Beata Kozłowska (Katowice), Aldona Kubala-Kukuś (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jarych (Lublin), Michał Szanecki (Łódź), Halina Pięta (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociąg (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Ślupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłosz (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Joanna Borgensztajn (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Wiesław A. Kamiński (prezes), Bohdan Grządkowski (sekretarz generalny), Kazimierz Piotrowski (skarbnik), Mariusz Dąbrowski, Jacek Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer i Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Jacek Mściwój Baranowski, Maria Dobkowska, Henryk Figiel, Bernard Jancewicz, Stefan Kruszewski, Andrzej Ślebarski, Andrzej Zięba, Elżbieta Zipper (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 022-6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Ewa Mandowska (Częstochowa), Bolesław Augustyniak (Gdańsk), Jacek Mazur (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Wojciech Gawlik (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Włodimir Tomini (Ślupsk), Mariusz P. Dąbrowski (Szczecin), Jacek Szatkowski (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Marian Olszowy (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Witold D. Dobrowolski – Acta Physica Polonica A, Michał Przaszłowicz – Acta Physica Polonica B, Andrzej Jamiolkowski – Reports on Mathematical Physics, Marek Kordos – Delta, Zofia Gołąb-Meyer – Foton, Zbigniew Wiśniewski (redaktor prowadzący) – Fizyka w Szkole

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wzwyżego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego

Skład komputerowy, opracowanie okładki oraz druk i oprawa:

Oficyna Wydawniczo-Projektowa „Markan” Marcin Kandziora,

ul. Piastów 7/204, 40-866 Katowice, tel.: 32 254 28 09,

e-mail: markan6@o2.pl, drukarnia Kolumb,

e-mail: info@drukarniakolumb.pl

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

B. Pokrzywka – Detektory obrazujące ze sprzężeniem ładunkowym (CCD). Nagroda Nobla z Fizyki za 2009 rok ..... 46

R. Horodecki – Pan Sum przed inkwizycją ..... 66

S. Krukowski, P. Kempisty, P. Strąk – Modelowanie ab initio powierzchni GaN (001) za pomocą metody funkcjonału gęstości (DFT) ..... 68

T. Pabjan – Problem upływającego czasu ..... 77

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI ..... 80

KRONIKA ..... 83

NOWI PROFESOROWIE ..... 87

*Drodzy Czytelnicy!*

W niniejszym zeszycie *Postępów Fizyki* są – prócz stałych również ciekawych rubryk – trzy zasadnicze artykuły. W pierwszym z nich Bartłomiej Pokrzywka przedstawia półprzewodnikowe detektory obrazujące o sprzężeniu ładunkowym CCD. To właśnie za ich wynalezienie dwaj fizycy amerykańscy W. S. Boyle i G. E. Smith otrzymali połowę Nagrody Nobla z Fizyki za 2009 rok (drugą połowę tej Nagrody dostał fizyk chińsko-angielsko-amerykański C. K. Kao za badania transmisji światła w światłowodach w zastosowaniu do telekomunikacji optycznej). Detektory CCD znalazły zastosowanie do nowoczesnej rejestracji obrazów i przyczyniły się do rozwoju technologii informacyjnej. W szczególności ich szerokie zastosowanie w aparatach i kamerach cyfrowych oraz w aparaturze naukowej (np. dyfraktometri rentgenowskie, urządzenia medyczne) jest nie do przecenienia. W drugim artykule Stanisław Krukowski et al. opisują metodę modelowania ab initio powierzchni azotku galu. Metoda ta ma duże znaczenie dla rozwoju podstaw fizycznych azotkowych technologii optoelektronicznych. Azotki Ga, Al i In oraz ich roztwory odgrywają ważną rolę w rozwoju optoelektroniki krótkofalowej. Chodzi tu m.in. o uzyskanie wysoko wydajnych, półprzewodnikowych źródeł światła w zakresie zielonym, niebieskim i bliskiego nadfioletu. Takie źródła światła mają duże zastosowania nie tylko jako efektywne lampy, lecz także jako urządzenia służące do zapisu danych oraz do detekcji określonych substancji. Trzeci artykuł, którego autorem jest Tadeusz Pabjan, dotyczy problemu upływającego czasu. Autor dyskutuje trzy pojęcia: przeszłości, teraźniejszości i przyszłości zarówno z punktu widzenia naszego, ludzkiego, codziennego postrzegania świata, jak i z punktu widzenia szczególnej teorii względności. Dla pełnego uzupełnienia tego ciekawego artykułu Redakcja zagospodarowała wszystkie cztery strony okładki umieszczając tam swoistą „Krótką historię czasu”, w której przedstawione są myśli na temat czasu św. Augustyna (str. I), Isaaca Newtona (str. II) oraz Alberta Einsteina (str. III i IV). Bardzo dużo w ciągu wieków powiedziano i zapisano aforyzmów, maksym, sentencji i przysłów na temat czasu. Oto dwa przykłady. Wielki poeta Julian Tuwim (1894–1953) zauważył: „Jaka to oszczędność czasu zakochać się od pierwszego wejrzenia”. Z kolei bajka o czasie dla dorosłych brzmi: „Czasie (trza się) napić!”. W tym kontekście jednak Młodzieży zalecałbym dużą oszczędność.

Jerzy Warczewski



# Detektory obrazujące ze sprzężeniem ładunkowym (CCD)

## Nagroda Nobla z Fizyki za 2009 rok

Bartłomiej Pokrzywka

*Obserwatorium Astronomiczne na Suhorze, Uniwersytet Pedagogiczny w Krakowie*

*Streszczenie:* Artykuł poświęcony jest półprzewodnikowym detektorom obrazującym o sprzężeniu ładunkowym CCD. Za wynalezienie CCD połową Nagrody Nobla za 2009 rok w dziedzinie fizyki uhonorowano do podziału dwóch naukowców, którzy wynaleźli detektor obrazujący o sprzężeniu ładunkowym – Willarda S. Boyle’a i George’a E. Smitha. Detektor CCD odmienił oblicze rejestracji obrazów. Elementy CCD są powszechnie używane w wielu kamerach i aparatach cyfrowych i zaawansowanych przyrządach naukowych, przemysłowych i medycznych. Cyfrowe detektory obrazujące są istotną częścią technologii informacyjnej, która odmieniła nasze codzienne życie. Artykuł jest podzielony na dwie części. Pierwsza część poświęcona jest historii powstania CCD i wczesnych etapów historii ewolucji tych układów. Druga część wyjaśnia zasady działania CCD i objaśnia wiele podstawowych terminów związanych z budową i działaniem CCD. Wyjaśniono działanie kondensatora MOS jako zbiornika ładunku, pojęcie kanału zagrzebanego i metody transferu ładunku. W końcowej części przedstawiono budowę współczesnych detektorów CCD, w których detektorem światła jest fotodioda a CCD służy tylko do transferu ładunku do wyjścia detektora.

### Imaging sensors – Charge Coupled Devices (CCD). Nobel Prize in Physics 2009

*Abstract:* This article describes semiconductor imaging sensors based on charge-coupled devices (CCDs). Half of the 2009 Nobel Prize for Physics was awarded for the invention of charge-coupled devices to two scientists, Willard S. Boyle and George E. Smith. CCD sensors fundamentally changed imaging and are now widely used in many digital cameras and advanced scientific, medical and industrial instruments. Digital imaging detectors in turn are significant elements of modern information technology and its impact on daily life. The first part of the article describes the history of the invention of the CCD and the early evolution of such devices. The second part describes the principles of CCDs and explains fundamental terminology relating to their construction and operation. It explains the operation of the MOS capacitor as a charge reservoir, the idea of the buried channel and methods of charge transfer. Finally, the article describes the construction of modern CCD sensors, in which the light detector is a photodiode and the CCD serves only to transfer charge to the sensor output.

#### I. Wstęp

6 października 2009 Szwedzka Akademia Nauk ogłosiła, że Nagrodą Nobla z Fizyki za rok 2009 zostali uhonorowani:

połową nagrody – Charles K. Kao (*Standard Telecommunication Laboratories, Harlow, UK, i Chinese University of Hong Kong*) – za dokonania w badaniach nad transmisją światła w światłowodach służących telekomunikacji optycznej

oraz

połową nagrody do podziału – Willard S. Boyle i George E. Smith (*Bell Laboratories, Murray Hill, NJ, USA*) za wynalezienie półprzewodnikowego czujnika obrazującegogo

– detektora CCD (urządzenie ze sprzężeniem ładunkowym).

Obie połowy nagrody zostały przyznane za dokonania w zakresie fizyki stosowanej. Uhonorowano w ten sposób fizyków, których prace przyczyniły się do rewolucji technologicznej współczesnego świata – świata informacji. Ta cecha dokonań laureatów jest czynnikiem łączącym ich osiągnięcia i uzasadnieniem podziału nagrody.

Niniejszy artykuł poświęcony jest zagadnieniom związanym z drugą połową nagrody, tj. półprzewodnikowym detektorem światła. Wykłady noblowskie odnosiły się głównie do historii powstania detektora CCD i nie są dostępne w wersji drukowanej.



Wystąpienie Willarda Boyle'a miało charakter osobistych wspomnień i nie dotyczyło aspektu fizycznego ich wynalazku. Wykład George'a Smitha był w zasadzie powtórzeniem jego wykładu „The invention and early history of the CCD” wygłoszonego m.in. w trakcie konferencji „10<sup>th</sup> International Workshop on Radiation Imaging Detectors” w Helsinkach w dniach 29.06 – 3.07 2008”. Wykład ten został opublikowany w specjalnym numerze *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* poświęconym tej konferencji [1]. Artykuł niniejszy naśladując konstrukcję wykładu noblowskiego G. Smitha przedstawia sylwetki noblistów oraz początkowy okres historii rozwoju CCD. Przede wszystkim omawia podstawowe idee i zasady działania detektorów CCD zarówno historycznych już dziś rozwiązań, jak też nowoczesnych konstrukcji.

Bezpośrednio po przyznaniu nagrody Nobla opublikowano wiele komunikatów usiłujących omówić działanie detektora CCD. Głównym źródłem jest tzw. „Scientific background” umieszczony na stronie NobelPrize.org „Two Revolutionary Optical Technologies” [2]. Zagadnienia związane z CCD zostały jednak przedstawione w dość elementarny (a czasem nawet błędny) sposób. Niniejszy artykuł jest próbą bardziej rozbudowanego omówienia podstaw działania CCD.

Nagrodę z fizyki nieprzypadkowo przyznano za wynalezienie detektora CCD. W naszym otoczeniu na każdym kroku możemy zobaczyć tanie cyfrowe kamery, aparaty fotograficzne czy skanery wyposażone w detektor półprzewodnikowy. Popularne CCD o przekątnej 1/3” lub 1/2” są wbudowywane nawet w aparaty komórkowe. Obraz zarejestrowany przez miniaturowy detektor jest przechowywany w pamięci cyfrowej i jest natychmiast dostępny do podglądu. O zmianie, jaka dokonana się w zakresie rejestracji obrazów możemy się przekonać przywołując aparaty fotograficzne korzystające z błony filmowej. Jakość zdjęcia można było sprawdzić dopiero po uciążliwej obróbce chemicznej – długo po zrobieniu zdjęcia. Oczywiście tak szerokie rozpowszechnienie urządzeń CCD jest związane z ogromnym rozwojem całości mikroelektroniki i systematyczną redukcją kosztów produkcji. Wytwarzanie elementów CCD jest ważną gałęzią elektroniki półprzewodnikowej.

Detektory CCD w sprzęcie powszechnego użytku to tylko niewielka, choć na co dzień najwidoczniejsza część zastosowań detektorów obrazujących. Znacznie istotniejsze są zastosowania w nauce i technice. Dzięki detektorom CCD w połączeniu z odpowiednimi konwerterami i wzmacniaczami obrazu, możliwym stało się obrazowanie w szerokim zakresie widma promieniowania elektromagnetycznego – od promieniowania  $\gamma$  po daleką podczerwień. Elementy CCD zrewolucjonizowały większość dziedzin nauki zastępując w charakterze detektora obrazującego tradycyjną kliszę fotograficzną czy lampę telewizyjną. Układy CCD stanowią skokową zmianę parametrów detektora – czułości, liniowości, dynamiki, rozdzielczości przestrzennej i co nie mniej ważne jego rozmiarów i energochłonności. Współczesny detektor CCD może zawierać 64 000 000 pikseli nie przekraczając rozmiarami płaskiego pudełka zapatek.

W detektorze CCD energia promieniowania jest przetwarzana na sygnał elektryczny, który następnie jest przekształcany na postać cyfrową umożliwiając przechowanie i przetwarzanie obrazu za pomocą komputera. Digitalizacja odbywa się na dwóch poziomach. Na pierwszym (podobnie jak w oku) następuje podział obrazu na piksele (cyfryzacja geometryczna określająca przestrzenną zdolność rozdzielczą). Na drugim poziomie następuje za-

miana oświetlenia każdego piksela na sygnał elektryczny. Ten z kolei można już w prosty sposób zamienić na postać cyfrową. Łatwość digitalizacji informacji pochodzącej z pomiaru jest niezmiernie istotną cechą przyrządu, gdyż umożliwia bezstratną transmisję wyników pomiaru oraz przetwarzanie informacji za pomocą komputera. Ogromny postęp techniki mikrokomputerowej pozwala dziś na wstępne opracowanie i korekcję obrazu niemal w czasie rzeczywistym. Ponieważ detektor może być sterowany za pomocą sygnałów cyfrowych, cały proces detekcji jak też procedury pomiarowej może być nadzorowany przez mikrokomputer.

Wśród rozlicznych zastosowań profesjonalnych CCD wymienić należy defektoskopię, diagnostykę medyczną, mikroskopię, czy spektroskopię zarówno klasyczną jak i laserową. Szczególne znaczenie detektory CCD mają dla astronomii obserwacyjnej a postęp uzyskany w tej dziedzinie dzięki powstaniu CCD jest szczególnie spektakularny. Detektory półprzewodnikowe nie tylko weszły do użytku w amatorskich i profesjonalnych obserwatoriach naziemnych, lecz przede wszystkim umożliwiły niezawodne funkcjonowanie obserwatoriów satelitarnych. Otwarcie dla obserwacji nowych, dotychczas niedostępnych obserwacyjnie obszarów Wszechświata postawiło przed fizyką, astrofizyką i kosmologią wiele problemów i zagadnień o fundamentalnym znaczeniu dla naszego poznania i rozumienia otaczającej rzeczywistości. Wielkość skoku technicznego, jakim było powstanie detektorów CCD możemy docenić porównując własności kliszy fotograficznej, lampy telewizyjnej z własnościami CCD. Porównanie to zostało przedstawione w tabeli 1.

	Emulsja fotograficzna	Vidikon	CCD
Maksymalna wydajność kwantowa	~2%	~20%	~90%
Maksymalna dynamika	~20dB	~45dB	~85 dB
Liniowość	słaba	dobra	bardzo dobra
Jednorodność powierzchniowa	~1%	~2÷5%	zależna od typu elementu
Powtarzalność	zła	słaba	znakomita
Digitalizacja sygnału	bardzo trudna	średnio trudna	łatwa

Tab. 1. Porównanie własności niektórych typów detektorów obrazujących [3]

Większość doniesień naukowych skupia się pomijając aspekt aparaturowy i technologiczny na rezultatach badań, które umożliwiły dokonanie odkrycia. Tymczasem bez instrumentarium naukowiec jest ślepy i głuchy. Tym bardziej należy docenić decyzję Komitetu Noblowskiego, który dostrzegł tę zależność i również w tym roku uhonorował dokonania w obszarze technologii i aplikacji. Jak to napisał Alfred Nobel „tym, którzy dobrze przysłużyli się ludzkości”.

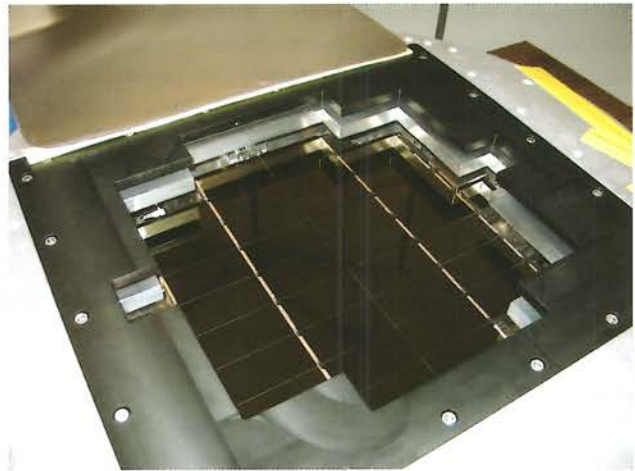
Wokół CCD narosło wiele nieporozumień wymagających sprostowania. Czym jest element CCD? Powszechnie kojarzony jest z cyfrowym, półprzewodnikowym detektorem obrazującym. I jest to prawda, ale tylko częściowa. W rzeczywistości



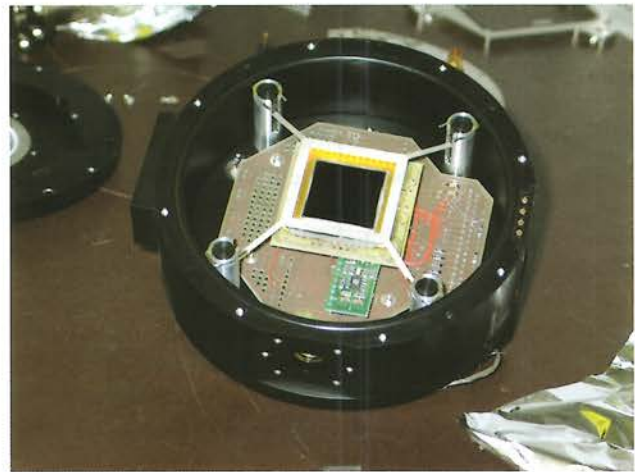
CCD jest analogową pamięcią o dostępie szeregowym. Fizycznie komórki pamięci szeregowej mogą być zorganizowane jako struktura liniowa lub jako tablica (macierz) składająca się z  $N$  kolumn i  $M$  wierszy. Jest to pamięć analogowa, bo przechowuje pewien ładunek, którego wartość może być odczytana w węźle wyjściowym (zwykle za pomocą wbudowanego przetwornika ładunek-napięcie). Napięcie proporcjonalne do ładunku może, choć nie musi być zamienione na postać cyfrową. (np. klasyczny monitor CRT stosowany w systemach telewizji przemysłowej to urządzenia analogowe i *a priori* konwersja analogowo-cyfrowa nie jest niezbędna). Ładunek przechowywany w komórce, w fazie odczytu jest przesuwany w kolejnych taktach wzdłuż rejestru aż dotrze do węzła wyjściowego. Sprzężenie węzła wyjściowego z dyskriminatorem zamienia pamięć analogową na pamięć cyfrową – obecność lub brak ładunku w komórce koduje jeden bit informacji. Natomiast sprzężenie każdej komórki analogowej z detektorem światła pozwala otrzymać półprzewodnikowy detektor obrazujący. Tym detektorem może, ale nie musi być sama komórka. Aktualnie w większości współczesnych detektorów zwanych CCD detektorem jest fotodioda, a rejestry CCD służą do szeregowego odczytu ładunku wytworzonego w fotodiodach. Zasadniczo w urządzeniach CCD detektor wykorzystuje zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne. Jest nim albo foto-MOS, albo fotodioda. W specyficznych zastosowaniach naukowych stosowane są również konstrukcje hybrydowe, tzw. Electron-Bombarded Charge-Coupled Devices (EBCCDs), w których wykorzystuje się zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne. Elektron-y uwolnione z fotokatody są przyspieszane w polu elektrycznym pomiędzy fotokatodą a powierzchnią elementu CCD. Wnikając w strukturę elementu generują w CCD ładunek, który może zostać odczytany w standardowy sposób. Źródłem ładunku jest wysokoenergetyczna cząstka naładowana.

Wykorzystanie CCD jako pamięci cyfrowej o dużej gęstości upakowania ma znaczenie czysto historyczne. Wszystkie typy pamięci szeregowych odeszły do historii, gdyż pamięci o dostępie swobodnym (RAM) osiągnęły taką gęstość upakowania, że znikły argumenty za stosowaniem pamięci szeregowych. Jednakże w początkowym okresie rozwoju CCD zastosowanie rejestru CCD jako pamięci o bardzo dużej gęstości upakowania miało istotny wpływ na zaangażowanie poważnych środków na prace rozwojowe [4].

Nie oznacza to, że urządzenia ze sprzężeniem ładunkowym są jedynymi realizującymi opisane powyżej idee. Idea CCD narodziła się pod wpływem magnetycznej pamięci bąbelkowej (zwanej również pamięcią domenową lub magnetyczną pamięcią pęcherzykową) – magnetycznej pamięci o dostępie szeregowym. Z magnetyczną pamięcią bąbelkową wiązano wielkie nadzieje od przełomu lat 60-tych i 70-tych i technologia ta była intensywnie rozwijana do mniej więcej połowy lat 90-tych. Spotkał ją ten sam los, co pamięć CCD. CCD nie jest też jedynym półprzewodnikowym detektorem obrazującym. W sprzęcie powszechnego użytku rozwijana jest konkurencyjna do CCD technologia detektorów CMOS. W latach 80-tych bardzo popularne były detektory typu PDA (samoskanujące macierze fotodiodowe), produkowane głównie przez EG&G Reticon, w swej koncepcji podobne do układów CMOS. Pod koniec XX wieku trwały intensywne prace nad innym urządzeniem z transferem ładunku – detektorem CID (Charge Injection Device).



Rys. 1. Kamera mozaikowa trzeciej generacji OGLE-IV, (2009) składająca się z 32 detektorów mających po 2048×4096 pikseli.



Rys. 2. Wnętrze fotometru CCD używanego w latach 1998–2002 w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Pedagogicznego na Suhorze z widocznym elementem CCD (1024×1024 pikseli) i elektroniką sterującą.

Zarówno CMOS, PDA jak i CID są urządzeniami o dostępie swobodnym, czyli równoległym. Sygnał zarejestrowany przez każdą z komórek (piksel) może być odczytany niezależnie od odczytu pozostałych pikseli, a w przypadku urządzeń CID również w sposób nieniszczący. Jednakże parametry tych urządzeń (wynikające z ograniczeń konstrukcyjnych) nie dorównują parametrom CCD. Zalety urządzeń o sprzężeniu ładunkowym predestynują je w większości przypadków, gdy potrzebny jest dobrej klasy detektor obrazujący. Obecnie w zastosowaniach astronomicznych urządzenia CCD typu FotoMOS (komórka pełni rolę detektora światła) z oświetleniem tylnym nie mają konkurencji. Między innymi z tego powodu, że zapewniają maksymalne wykorzystanie powierzchni układu w funkcji detektora.

W specyficznych zastosowaniach naukowych, do detekcji ultrasłabych natężeń (na poziomie zliczania pojedynczych fotonów) zwłaszcza w bliskim i dalekim ultrafiolecie, używane są urządzenia typu MAMA (Multi-Anode-Microchannel Array) Nie jest to jednak urządzenie zastępujące detektor CCD, lecz go uzupełniające. Dobrym przykładem jest oprzyrządowanie Teleskopu

<sup>1</sup> CMOS – Complementary Metal Oxide Semiconductor



Kosmicznego Hubble'a. Space Telescope Imaging Spectrograph wyposażony jest w trzy detektory o rozmiarach 1024×1024 pikseli: - NUV MAMA (zakres 160 ÷ 310 nm), FUV MAMA (zakres 115 ÷ 170 nm) oraz detektor CCD (zakres 200÷1100 nm), natomiast Advanced Camera for Surveys (ACS) wyposażona jest w dwa detektory CCD (w kanale szerokiego pola WFC 2×2048×4096 i w kanale wysokiej zdolności rozdzielczej 1024×1024) i jeden detektor typu MAMA 1024×1024 pikseli w kanale SBC [5]. Najbardziej spektakularne obrazy pochodzące z HST zostały otrzymane za pomocą Wide Field/Planetary Camera. Aktualnie pracuje już trzecia wersja tego przyrządu WFC3 - wyposażona w detektor będący mozaiką dwóch CCD 2048×4096 pikseli. Kamera jest czuła w zakresie 200 nm ÷ 1000 nm i może wykonywać obserwacje fotometrii wielobarwnej za pomocą 62 filtrów wąsko- i szerokopasmowych.

Polskim akcentem niech będzie nowa kamera w projekcie OGLE realizowanym na warszawskim teleskopie zlokalizowanym w Las Campanas Observatory of the Carnegie Institution of Washington w Chile. Nowy detektor zbudowany pod kierunkiem prof. Udalskiego jest mozaiką składającą się z 32 detektorów 2048×4096 i ma zastąpić poprzednią wersję kamery składającej się z 8 detektorów 2048×4096 pikseli. Kamera mozaikowa trzeciej generacji (OGLE-IV, 2009) charakteryzuje się następującymi parametrami: 256 Megapikseli, całkowite pole widzenia 1.4 stopnia kwadratowego, szum odczytu 4.5-6.5 e- przy wzmacnieniu 1.0 e<sup>-</sup>/ADU, czas odczytu 20 sekund.[6, 7]

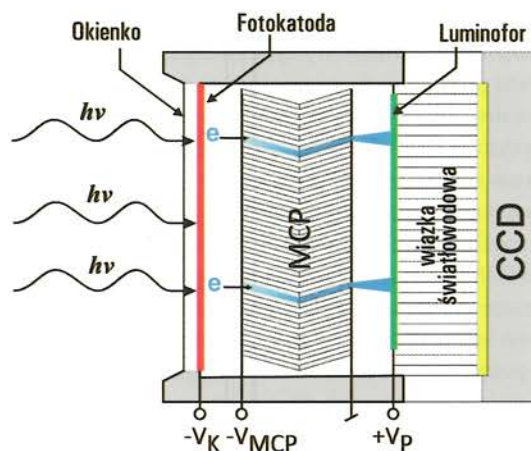
Nieprzypadkowo tyle miejsca poświęcono astronomii, gdyż zastosowania astronomiczne stawiają detektorom najwyższe wymagania. Ceny najlepszych elementów też sięgają astronomicznych wartości - wiąże się to z niewielkim uzyskiem bardzo dużych płytek Si spełniających najwyższe normy czystości. Jednakże na rynku są dostępne fotometry CCD nadające się do profesjonalnej astronomii o umiarkowanych cenach. Aktualnie 99% obserwacji wykonywanych jest za pomocą kamer CCD.

Podobną rewolucję do tej, która nastąpiła w astronomii przeżyła spektroskopia. W początkowym okresie w spektrografach kliszę fotograficzną zastąpiono liniowymi elementami CCD. Jednakże przełomem było stworzenie ICCD - Intensified CCD oraz OMA - Optical Multichannel Analyzer. W urządzeniach tych stosuje się wzmacniacz obrazu z kilkoma stopniami MCP (płytki mi-

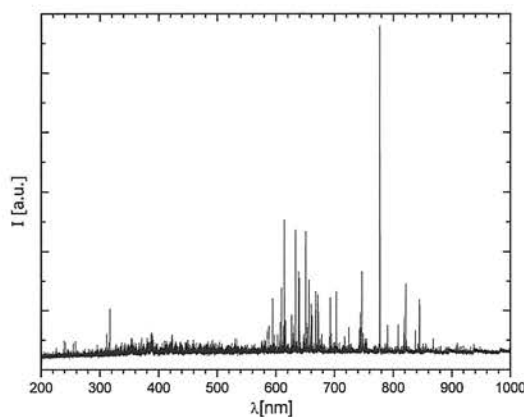
crokanałowa) podobnymi do tych stosowanych w urządzeniach MAMA (rys. 3). Wzmacniacz obrazu jest urządzeniem wykorzystującym zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne. Fotoelektron wyemitowany przez fotokatodę jest powielany w cienkich mikrorurkach o średnicy kilkunastu μm uformowanych w wiązkę. Odbywa się to na podobnej zasadzie jak w fotopowielaczu. Pomiędzy obie powierzchnie wiązki przykłada się odpowiednio wysokie napięcie. Każde zderzenie elektronu ze ściankami mikrorurki powoduje wyemitowanie elektronów wtórnych. Współczynnik powielenia może osiągać wartości nawet 106. W urządzeniach MAMA wiązka elektronów pada na anodę siatkową - w ten sposób można zlokalizować położenie miejsca emisji pierwotnego fotoelektronu. Ten sposób detekcji jest zorientowany na rejestrację bardzo słabych natężeń - na poziomie zliczania pojedynczych fotonów.

We wzmacniaczu obrazu wiązka elektronów pada na ekran fosforowy, który jest sprzężony optycznie z detektorem CCD, zwykle za pomocą wiązki światłowodowej. W ten sposób wykorzystano szeroką gamę fotokatod opracowanych dla fotopowielaczy. Dla dowolnego obszaru spektralnego można dobrać odpowiednią fotokatodę. Wzmacniacz obrazu jest więc również konwerterem. Wzmacniacz obrazu pełni także rolę migawki dla CCD - wzmacniacz jest otwarty tylko wtedy, gdy przyłożone jest wysokie napięcie. Długi czas odczytu CCD przestaje być ograniczeniem.

Istnienie CCD zmieniło postrzeganie spektrografów typu "echelle" - spektrografów pracujących w wysokich rzędach widma siatki dyfrakcyjnej. Za ich pomocą można zarejestrować cały zakres spektralny od ultrafioletu do podczerwieni z wysoką zdolnością rozdzielczą (zob. rys 4).



Rys 3. Zasada działania kamery CCD ze wzmacniaczem obrazu (Intensified Charge Coupled Device).

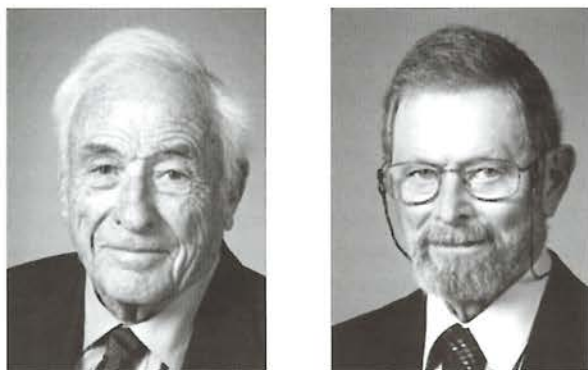


Rys. 4. Obraz zarejestrowany przez ICCD zamontowane w płaszczyźnie wyjściowej spektrografu "echelle". Prążki są kolejnymi rzędami rozsuniętymi w pionie. Wykres poniżej przedstawia rozkład spektralny natężenia światła otrzymany po opracowaniu w czasie rzeczywistym na ekranie komputera. Krok w widmie (200÷1000 nm) wynosi około 0.06 nm.



Kamery ICCD umożliwiają również obserwacje zjawisk o bardzo dużej szybkości zmian. Wzmacniacze obrazu III generacji umożliwiają otwarcie MCP krótkim impulsem wysokiego napięcia o czasie trwania ~500 ps.

Urządzenia ze sprzężeniem ładunkowym pracują na skrajnych biegunach czasowych. W zastosowaniach astronomicznych czas gromadzenia fotonadunku może wynosić kilkadziesiąt minut, w bramkowanych ICCD kilkaset pikosekund. Zakres ich stosowania jest niezmiernie szeroki a ich znaczenie dla techniki pomiarowej trudno przecenić.



Po lewej: Willard Sterling Boyle (ur. 1924). Po prawej: George Elwood Smith (ur. 1930).  
Copyright © The Nobel Foundation

## II. Zarys historii CCD

Obaj laureaci swą aktywność zawodową związali z Bell Laboratories, pracując w nim lub w spółkach zależnych od początku swej kariery zawodowej do emerytury. Za wynalezienie CCD zostali uhonorowani licznymi nagrodami, wśród których najważniejsze to:

- Franklin Institute's Stuart Ballantine Medal (1973)
- IEEE Morris N. Liebmann Memorial Award (1974)
- Edwin H. Land Medal, Optical Society of America (2001)
- Charles Stark Draper Prize (2006)

### II.1. Willard Sterling Boyle

Urodził się 19 sierpnia 1924 r. w Amherst, Nowa Szkocja (Kanada). W jego życiorysie występuje epizod wojenny – w 1943 r. rozpoczął służbę wojskową w siłach lotniczych Kanadyjskiej Królewskiej Marynarki Wojennej. Po zakończeniu wojny rozpoczął studia fizyczne na McGill University w Montrealu. Tam też uzyskał kolejne stopnie – BSc, MSc i PhD. W 1953 r. – trzy lata po uzyskaniu doktoratu rozpoczął pracę w Bell Laboratories New Jersey, USA. Na początku lat 60 – tych zaangażował się w prace dotyczące techniki laserowej odnosząc na tym polu znaczące sukcesy. Wspomnieć należy skonstruowanie w 1962 r. wraz z Donem Nelsonem ciągłego lasera rubinowego. Wniósł również istotny wkład w powstanie laserów diodowych. W tym też roku przeszedł do Bellcomm – spółki zależnej od Bell Laboratories. Spółka ta została stworzona w celu wsparcia technologicznego NASA w programie Apollo. W 1964 r. wrócił do Bell Labs na stanowisko "Executive Director" oddziału zajmującego się urządzeniami półprzewodnikowymi. W tym charakterze był przełożonym George'a Smitha – kierownika sekcji. W 1969 r. obaj opracowali urządzenie ze sprzężeniem ładunkowym – CCD. W 1979 r. przeszedł na emeryturę. [8]

### II.2. George Elwood Smith

Urodził się 10 maja 1930 r. w White Plains, New York (USA). Studia wyższe ukończył w 1955 r. na University of Pennsylvania. Dalsze studia kontynuował na University of Chicago – jednym z najbardziej prestiżowych uniwersytetów amerykańskich – uzyskując PhD w 1959 r. W tym samym roku rozpoczął pracę w Bell Laboratories. Jego aktywność naukowa koncentrowała się na konstrukcji nowych laserów oraz przyrządów półprzewodnikowych. Od 1964 r. kierował "Device Concepts Department" – grupą pracującą nad nową generacją różnego typu przyrządów, wśród których wymienić należy lasery złączone, półprzewodniki ferroelektryczne, matryce diodowe, urządzenia CCD.

Posiadacz 30 patentów i autor 40 publikacji. W 1986 r. przeszedł na emeryturę. [9]

### II.3. Zarys historii rozwoju CCD

Wynalezienie w Bell Laboratories urządzenia ze sprzężeniem ładunkowym było związane ze splotem wielu okoliczności. Jednym z istotnych czynników było przejście Andrew Bobecka do Bell Labs. Andrew Bobeck pracował nad wieloma projektami związanymi z magnetyzmem – między innymi zajmował się magnetyczną pamięcią bąbelkową. W urządzeniu tym, w ortoferycie umieszczonym w polu magnetycznym wytwarzane są kołowe kuliste domeny (bąble) magnetyczne. Struktura wykonana z permalaju może uwięzić domenę a rotujące pole magnetyczne może przesuwać „bąbel” wzdłuż periodycznej struktury. Obecność lub brak bąbelka reprezentuje jeden bit informacji. W ten sposób realizowana jest zasada działania rejestru szeregowego. Istotną cechą pamięci bąbelkowej jest nieulotność informacji – domeny zachowują swe namagnesowanie nawet po usunięciu zasilania [10]. W wydziale elektroniki (Electronic Division) kierowanym przez wiceprezesa Bell Labs Jacka Mortona wiązano z tym urządzeniem wielkie nadzieje. W tym samym czasie drugi oddział wydziału elektroniki zajmujący się przyrządami półprzewodnikowymi pod kierunkiem W. S. Boyle'a pracował nad urządzeniem „Picturephone” (wideotelefon) dla AT&T, spółki matki dla Bell Labs. Urządzenie miało być odbornikiem telewizyjnym z zamontowaną wewnątrz kamerą. Sygnał miał być transmitowany od nadawcy do odbiorcy i vice versa standardową linią telefoniczną umożliwiając prowadzenie wideo-konferencji. Standardowa telewizyjna lampa analizująca – widikon – niezbyt nadawała się do wideotelefonu, dlatego podjęto intensywne prace nad znalezieniem rozwiązania akceptowalnego dla zastosowań komercyjnych. Niestety, jedyny postęp uzyskany przez sekcję kierowaną przez G. E. Smitha polegał na zastąpieniu fotorezystu matrycą diod krzemowych [11]. Ładunek nadal szczytywany był wiązką elektronową, więc w istocie podstawowe ograniczenia widikonu nie zostały usunięte. Jednocześnie Bell Labs miał już duże doświadczenia z technologią MOS. To w Bell Labs w 1959 r. E. Labate, D. Kahng, i M. M. Atalla skonstruowali pierwszy tranzystor MOSFET [12,13]. W tych okolicznościach potrzebny był zewnętrzny impuls wyzwalający pomysłowość naukowców. Tym impulsem był subtelny nacisk Jacka Mortona. Wobec istotnej różnicy w postępie prac w dwóch konkurencyjnych oddziałach, jak też wobec ogromnego potencjału tkwiącego w pamięciach magnetycznych planował on przesunięcie funduszy z oddziału półprzewodników do sekcji pamięci magnetycznych. W rozmowie z Boylem zasugerował, czy nie dałoby się wymyślić czegoś podobnego do pamięci bąbelkowej używając technologii półprzewodnikowej. Nie-



cała godzina wystarczyła Boyle'owi i Smithowi by znaleźć rozwiązanie. Jak wspomina G. E. Smith [1]: „*To address this demand, on 17 October 1969, Bill and I got together in his office. In a discussion lasting not more than an hour, the basic structure of the CCD was sketched out on the blackboard, the principles of operation defined, and some preliminary ideas concerning applications were developed*”. W kilka tygodni później urządzenie zostało wyprodukowane i przetestowane.

Wpływ idei leżących u podstaw pamięci bąbelkowej na CCD można streścić następująco:

- Rolę „bąbla magnetycznego” pełni w CCD pakiet ładunku elektrycznego.
- Odpowiednikiem struktury permalajowej jest kondensator MOS, w którym można zgromadzić ładunek będący miarą sygnału. Kondensatory zlokalizowane są bardzo blisko siebie w strukturze liniowej będącej odpowiednikiem periodycznej struktury pamięci bąbelkowej.
- Ważną innowacją było opracowanie metody przesunięcia ładunku z jednej komórki do drugiej, czyli znalezienie analogonu dla rotującego pola magnetycznego. Zostało to osiągnięte przez manipulowanie potencjałami przyłożonymi do kolejnych kondensatorów. Sposób ten nazywamy trójfazowym schematem transferu ładunku. Jest on do dzisiaj często stosowany w detektorach CCD i zostanie objaśniony w dalszej części artykułu.

Zaskakująca była prostota urządzenia. Nośnikiem informacji był zlokalizowany pakiet ładunkowy a nie przepływ prądu lub napięcie. Było ono pojedynczym elementem a nie zbiorem elementów połączonych przewodami. Ta cecha wyróżnia CCD w stosunku do urządzenia BBD (Bucket Brigade Device) – opracowanego w Philips Research Labs [14]. Wkrótce (kwiecień 1970 r.) dwa komunikaty z tych prac, jeden teoretyczny, drugi eksperymentalny zostały przedstawione w *Bell Systems Technical Journal* [15,16]. Pierwszy artykuł w czasopiśmie ukazał się w dwa miesiące później w *Applied Phys. Letters* [17]. Ten ostatni artykuł był szczególnie ważny, gdyż nie tylko przedstawiał 8-bitowy rejestr CCD jako pamięć szeregową, lecz także pokazał możliwość zastosowania CCD w charakterze obrazującego detektora światła. Wkrótce też ukazał się drugi istotny artykuł w *IEEE Transactions on Electron Devices* raportujący liniowy detektor CCD zawierający 96 bitów uszeregowanych liniowo. Za pomocą tego urządzenia autorzy artykułu „zeskanowali” czarno-biały tekst i obrazek [18]. Ten moment uważany jest za początek zastosowania CCD w charakterze detektora światła.

Autorzy od samego początku zdawali sobie sprawę nie tylko z zalet CCD, ale także z rozlicznych niedomagań urządzenia. Do podstawowych problemów należały: termiczne generowanie par elektron-dziura skutkujące dużym ładunkiem ciemnym oraz niska wydajność transferu ładunku. Obie trudności miały wspólną przyczynę. Pierwsze modele były urządzeniami z kanałem powierzchniowym. W tej konstrukcji maksimum potencjału występuje przy powierzchni granicznej pomiędzy krzemem a SiO<sub>2</sub>. Ze względu na niedopasowanie strukturalne, w warstwie granicznej występuje wiele stanów powierzchniowych pułapujących elektrony jak też wzmacniających efekt termicznej generacji par elektron-dziura. Nie tylko mała część ładunku zgromadzonego w pierwszym kondensatorze dociera do wyjścia, ale także kondensator szybko się nasycy, co ogranicza czas przechowywania informacji.

Wkrótce, przy współudziale obu laureatów znaleziono rozwiązanie w postaci urządzeń z kanałem zagrzebanym [19]. Znacznie więcej trudności przysporzyło (i nadal przysparza) usunięcie innej, niekorzystnej cechy CCD – niewielkiej czułości w niebieskiej i ultrafioletowej części widma.

Pomysł stojący u podstaw CCD szybko zainteresował wielu pracowników Bell Labs. Wkrótce zaowocowało to wieloma usprawnieniami i innowacjami w stosunku do prototypu.

Jednakże większa część ewolucji urządzeń CCD jako detektorów promieniowania odbyła się poza Bell Labs. Po uzyskaniu parametrów odpowiednich dla „Picturephone” (1975) AT&T natrafiło na prawne przeszkody w dystrybucji takiego urządzenia i Bell Labs stracił motywację do dalszego rozwoju detektorów obrazujących. Znaczącym faktem dla rozwoju CCD poza Bell Labs było przejście (1971) G.F. Amelio do Fairchild Semiconductor. Już w roku 1972 Fairchild skonstruował pierwszą kamerę CCD o rozdzielczości 100×100 pikseli udostępniając ją komercyjnie w 1974 r. Dalszy rozwój detektorów odbył się głównie pod naciskiem środowiska astronomicznego i ostrej konkurencji kilku firm zainteresowanych półprzewodnikowymi kamerami TV. Należy mieć świadomość, że oba impulsy do dalszego rozwijania detektorów nie zawsze były nakierowane na te same cele. Firmy komercyjne zainteresowane były głównie wyprodukowaniem taniego detektora spełniającego standardy telewizji w systemie NTSC (324×243 piksele 25 obrazów/s) i kierowały się własną strategią rynkową. Astronomowie dążyli do osiągnięcia jak najlepszych parametrów – rozmiarów, dynamiki, liniowości i stosunku sygnału do szumu. Wdrożenie CCD jako podstawowego detektora astrometrycznego, fotometrycznego i spektroskopowego w obserwatoriach astronomicznych jest ściśle związane z aktywnością Jima Janesicka [3]. Pierwsza kamera CCD została na stałe zamontowana przy profesjonalnym 1-metrowym teleskopie w obserwatorium Kitt Peak w Arizonie w 1979 roku. Zawierała ona matrycę firmy RCA o rozdzielczości 512×320 pikseli.

Decydujące jednak znaczenie dla rozwoju CCD miało zaangażowanie się NASA w budowę wielkoformatowych detektorów półprzewodnikowych dla misji kosmicznych. Kontrakt na budowę detektora dla planowanej misji Galileo i dla Hubble Space Telescope NASA przyznała dla konsorcjum Joint Propulsion Laboratory, California Institute of Technology i Texas Instruments. W latach 1973-1979 TI opracował serię CCD o coraz lepszych parametrach, by osiągnąć rozmiar 800×800 pikseli [3]. Detektor powyższy stał się podstawowym detektorem dla misji NASA. Użyto go w misji Galileo oraz do zbudowania pierwszej generacji kamer Teleskopu Hubble'a – WFC i PC [ ]. Obie kamery zostały wyposażone w detektor mozaikowy składający się z czterech takich elementów.

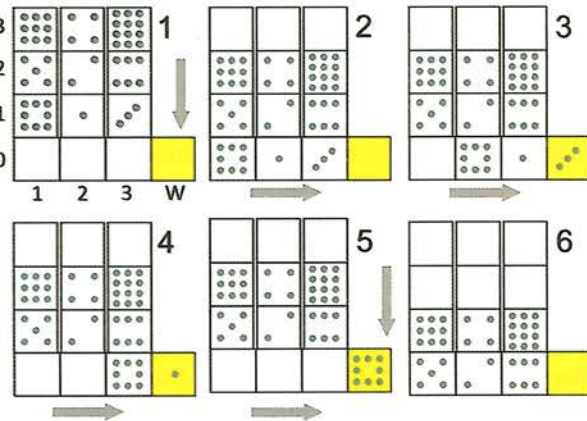
Drugim istotnym czynnikiem wpływającym na rozwój detektorów CCD był postęp technologiczny związany z ogromnym i szybkim rozwojem układów scalonych na bazie krzemu. Jednakże trzeba było czekać do roku 1981, by na rynku pojawił się pierwszy aparat fotograficzny zawierający detektor CCD (Sony MAVICA). Pierwszą komercyjną kamerą wideo z matrycą CCD była Sony CCD-V8, która pojawiła się na rynku w 1985 r. Model ten rejestrował obraz na taśmach magnetycznych 8 mm i wykorzystywał sensor ICX018 o 250 tys. pikseli [21]. Od tego momentu rozwój technologii i CCD odbywał się pod dyktando prac rozwojowych nad cyfrowymi aparatami fotograficznymi i wideo-kame-



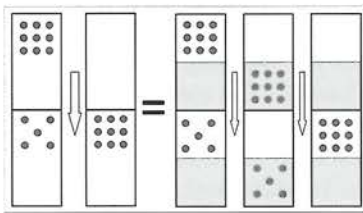
rami. Rozwój detektorów profesjonalnych odbywał się jakby „poza sceną” konsumując postęp technologii wytwarzania elementów na bazie krzemu, jaki dokonywał się przy produkcji elementów dla masowego konsumenta.

### III. Zasada działania

Pamięć o dostępie szeregowym zorganizowana w  $N$  kolumn i  $M$  wierszy jest  $N$ -elementowym zbiorem rejestrów przesuwnych. Sposób odczytu takiej pamięci został schematycznie zobrazowany na rysunku 5.



Rys. 5. Zasada działania odczytu pamięci o dostępie szeregowym. Odczytanie jednego wiersza pamięci  $3 \times 3$  wymaga 4 kroków, jednego przesuwu w pionie i 3 przesuwów w poziomie.



Rys. 6. Realizacja przesuwu zawartości komórki wymaga podziału każdej komórki na dwie części – część magazynującą oraz komórkę pośrednią, przechowującą zawartość komórki  $k$ -tej do momentu, gdy komórka  $k+1$  zostanie przesunięta do komórki  $k+2$ .

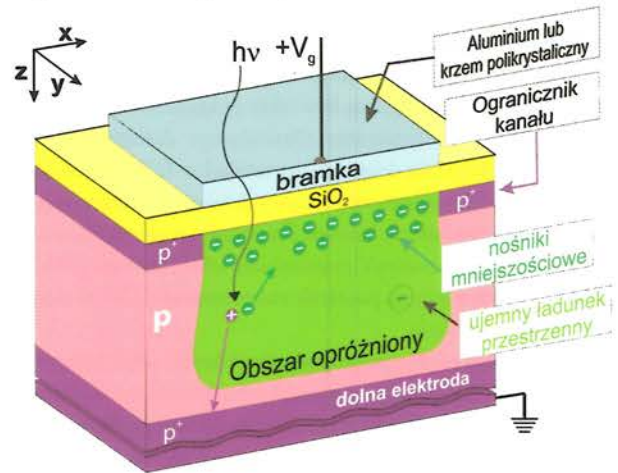
Pamięć składa się z  $N = 3$  kolumn i  $M = 3$  wierszy. W każdej kolumnie możliwy jest przesuw zawartości w pionie ( $X_{n,m} \rightarrow X_{n,m-1}$ ). Tradycyjnie kolumny nazywane są rejestrami wertykalnymi lub rejestrami pionowymi. Do struktury dołączony jest „poziomy” rejestr o nietypowej budowie tzw. rejestr horyzontalny. Do rejestru horyzontalnego ( $m = 0$ ) możliwy jest transfer pionowy z wiersza  $m = 1$ . Ponadto w tym rejestrze możliwy jest przesuw w poziomie ( $X_{n,0} \rightarrow X_{n+1,0}$ ). Rejestr horyzontalny zakończony jest węzłem odczytującym W. Odczytanie całej zawartości pamięci wymaga  $N \cdot M$  operacji przesuwu, zaś zawartość „najdalszego” piksela musi być przesunięta  $N+M$  razy by dotrzeć do węzła wyjściowego. Rysunek ten, choć dobrze ilustruje zasadę działania jest zwodniczy. Przesunięcie zawartości z komórki poprzedzającej na następującej nie może zmazać zawartości komórki następującej. Problem jest podobny do operacji wymiany zawartości dwóch komórek. Znany jest on też w elektronice cyfrowej – większość synchronicznych przerzutników J-K wykonywana jest jako para master-slave, a wpis informacji do przerzutnika odbywa się w dwóch taktach. Operacja przesuwu wykonywana jest w dwóch krokach z pomocą komórek

pośredniczących, a każda komórka pamięci szeregowej musi się składać co najmniej z dwóch komórek elementarnych.

W następnych rozdziałach omówiony zostanie sposób, w jaki powyższe ogólne idee zostały wdrożone w półprzewodnikowych urządzeniach o sprzężeniu ładunkowym. W wielu przypadkach ograniczymy się do przedstawienia najprostszyc wariantów – tak jak zostały one opatentowane. Współczesne elementy, wobec ogromnego postępu w technologii produkcji układów scalonych stały się często bardzo skomplikowane w budowie wewnętrznej. Komplikacje w budowie mają na celu miniaturyzację pojedynczej komórki i optymalizację parametrów detektora, przez co gubi się zasada ich działania.

#### III.1. Kondensator CMOS

W przypadku elementów CCD przesuwany jest ładunek elektryczny, „zbiornikiem” zaś gromadzącym ładunek jest kondensator (*nota bene* pamięć DRAM też jest zbiorem kondensatorów). W elementach CCD kondensator (komórka elementarna) wykonywany jest w technologii MOS (Metal Oxide Semiconductor). Realizację kondensatora MOS przedstawiono na rysunku 7. Jedną okładką, jak też nośnikiem mechanicznym struktury jest silnie domieszkowany borem wafel Si (obszar p+) zwany substratem. Drugą okładką (tradycyjnie zwaną bramką) jest cienka ( $\sim 100$  nm) elektroda wykonana z aluminium lub domieszkowanego krzemu polikrystalicznego. Pomiędzy okładkami rozciąga się epitaksjalny obszar typu p odizolowany od bramki cienką ( $d \sim 100$  nm) warstwą  $\text{SiO}_2$ . Po przyłożeniu do bramki dodatniego potencjału  $+V_g$  względem substratu, dziury będące nośnikami większościowymi są wypychane do substratu. Znika więc dodatni ładunek swobodny i wytwarza się obszar opróżniony – ujemny ładunek przestrzenny. W obszarze tym praktycznie wszystkie akceptory są zjonizowane, gęstość zaś ładunku przestrzennego uwarunkowana jest koncentracją domieszki akceptorowej  $N_A$ .



Rys. 7. Kondensator MOS. Typowe grubości warstw:  $d_b \sim 0.1 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SiO}_2} \sim 0.1 \mu\text{m}$ ,  $d_p \approx 10 \mu\text{m}$ ,  $d_{p+} \approx 250 \mu\text{m}$ ,  $\phi_b \approx 3 \mu\text{m}$ . Pojemność takiego kondensatora praktycznie nie zależy od  $V_g$  i wynosi około  $350 \text{ pF/mm}^2$ .

Rozkład potencjału pomiędzy okładkami opisany jest równaniem Poissona. Dla uproszczenia założymy, że problem można zredukować do jednego wymiaru, a rozkład gęstości ujemnego ładunku przestrzennego  $\rho_- \approx e \cdot N_A$  jest jednorodny. Wówczas w obszarze opróżnionym:



$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho_-}{\epsilon_{Si}}$$

Rozwiązaniem powyższego równania jest

$$V(z) = -\frac{\rho_-}{2\epsilon_{Si}}(z - z_o)^2.$$

W obszarze izolującym SiO<sub>2</sub> nie ma ładunku i potencjał zmienia się liniowo. Rozkład potencjału w warstwie epitaksjalnej otrzymamy po uwzględnieniu warunku brzegowego  $V(-d) = V_g$  i ciągłości pochodnej w punkcie  $z=0$  (rys. 8). Powyższe warunki pozwalają również wyliczyć głębokość obszaru opróżnionego:

$$z_o = -\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}}d + \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}}d\right)^2 + \frac{\epsilon_{Si}}{2eN_A}V_g}. \quad (1)$$

Należy zwrócić uwagę, że głębokość studni potencjału określa potencjał  $V_s$ , tzw. potencjał powierzchniowy

$$V_s = \frac{eN_A}{2\epsilon_{Si}}z_o^2. \quad (2)$$

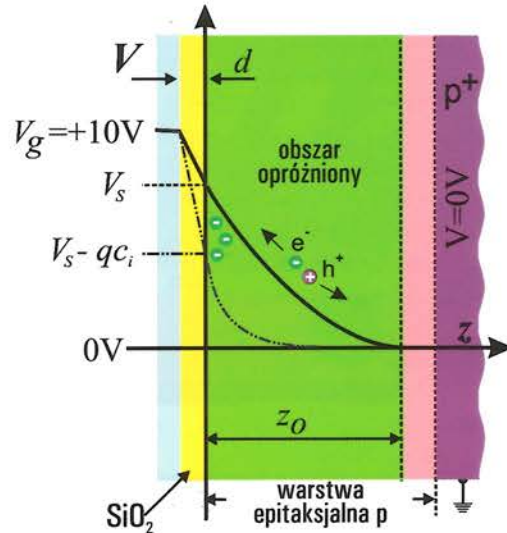
Jeśli z jakichś powodów w obszarze opróżnionym pojawi się para elektron – dziura, to pod wpływem pola elektrycznego dziura jest odprowadzana do substratu, elektron zaś przesuwa się ku powierzchni interfejsu Si-SiO<sub>2</sub>. W ten sposób, w studni potencjału gromadzone są nośniki mniejszościowe (elektrony). Zwiększają one gęstość ładunku przy powierzchni, a tym samym zwiększają wartość skoku potencjału w warstwie SiO<sub>2</sub>. Oznacza to, że wartość potencjału  $V_s$  zmniejsza się, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem się głębokości  $z_o$  obszaru opróżnionego. Uważna analiza warunku ciągłości dla pochodnej potencjału (tj. pola elektrycznego) prowadzi do wniosku, że w zależności (1) należy  $V_g$  zastąpić przez  $V_g - q_s d/\epsilon_{SiO_2}$ , gdzie  $q_s$  jest ładunkiem nośników mniejszościowych na jednostkę powierzchni bramki. Wartość  $c_i = d/\epsilon_{SiO_2}$  reprezentuje pojemność na jednostkę powierzchni warstwy SiO<sub>2</sub>. W istocie kondensator CMOS jest szeregowym połączeniem pojemności warstwy SiO<sub>2</sub> i pojemności obszaru opróżnionego. Wówczas:

Całkowitą pojemność studni (maksymalny ładunek, jaki może być zgromadzony w studni) określa warunek  $V_s=0$  równoważny warunkowi  $z_o=0$ .

W typowych elementach CCD  $N_A \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $d \approx 50 \text{ nm}$ ,  $V_g \approx +10 \text{ V}$ ,  $z_o \approx 1.5 \mu\text{m}$  a pojemność studni na jednostkę powierzchni  $q_{s,max} \approx 7.5 \cdot 10^3 \text{ e}/\mu\text{m}^2$ . Dla typowego dla współczesnych CCD rozmiaru pojedynczego kondensatora ( $\sim 75 \mu\text{m}^2$ ) otrzymujemy  $q_{s,max} \sim 6 \cdot 10^5 \text{ e}$ .

Powyższe rozważania tłumaczą adekwatność modelu „hydraulicznego”. W modelu tym zgromadzony w studni potencjału ładunek nośników mniejszościowych (e<sup>-</sup>) przedstawiany jest w postaci płynu wypełniającego naczynie reprezentujące studnię potencjału (zob. rys. 9). Model hydrauliczny jest bardzo użyteczny dla zilustrowania różnych metod transferu ładunku w układach półprzewodnikowych. Dla zachowania pełnej analogii z przepływem cieczy zwrot rzędnej jest odwrócony (potencjał narasta w dół).

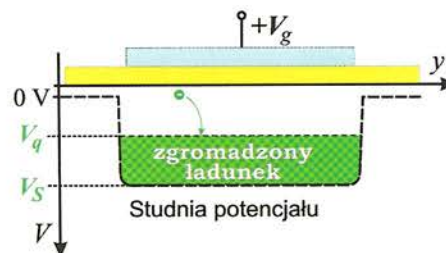
Należy zwrócić uwagę, że im wyższy jest potencjał bramki  $+V_g$ , tym większy jest potencjał  $V_s$ , a tym samym głębsza jest studnia potencjału. Jeśli umieścić dwa kondensatory blisko siebie wzdłuż osi  $y$  i spolaryzować ich bramki różnymi potencjałami



Rys. 8. Rozkład potencjału wewnątrz kondensatora MOS spolaryzowanego dodatnim potencjałem (linia ciągła).  $V_s$  potencjał powierzchniowy obszaru  $p$ ,  $z_o$  głębokość obszaru ładunku przestrzennego,  $d$  grubość warstwy SiO<sub>2</sub> (~100 nm). Linia podwójnie kropkowa przedstawia rozkład potencjału dla studni częściowo wypełnionej ładunkiem nośników mniejszościowych.

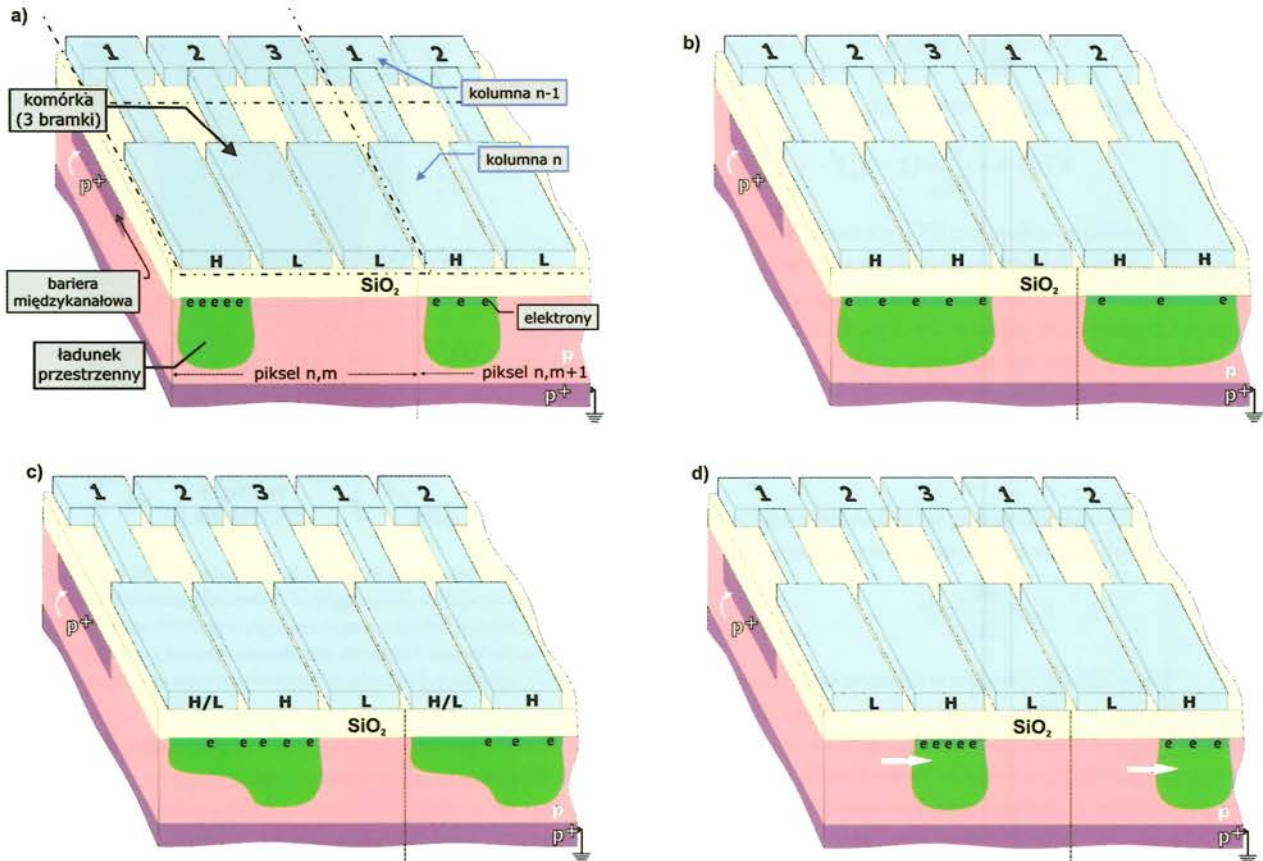
to potencjały powierzchniowe  $V_{s,1}$ ,  $V_{s,2}$  obu kondensatorów będą różne. Po pewnym czasie układ przejdzie do równowagi w ten sposób, że nośniki mniejszościowe rozłożą się wzdłuż osi  $y$  tak, aby zrównać te potencjały (zob. wzory 2 i 3). Istnieje w tym przypadku pełna analogia do kondensatorów połączonych równolegle. Odpowiednio zmieniając potencjały bramek można więc przesuwać ładunek (nośniki mniejszościowe) pomiędzy kondensatorami.

Jak uprzednio wspomniano (zob. rys. 6), do realizacji komórki rejestru przesuwającego za pomocą powyższej metody potrzebne są kondensatory pośredniczące. Sposób organizacji rejestrów i przesuwu ładunku wymyślony przez Boyle'a i Smitha przedstawiono na rys. 10. Pojedyncza komórka składa się z trzech kondensatorów. W każdym wierszu kondensatory są połączone elektrycznie tak, że wszystkie bramki w wierszu mają ten sam potencjał. Wiersze o tych samych numerach połączone są ze sobą poza rysunkiem. Kolumny oddzielone są od siebie za pomocą płytkowego obszaru  $p^+$  formującego barierę dla przepływu ładunku pomiędzy kolumnami. W fazie pamiętania, bramka o numerze 1 jest spolaryzowana potencjałem  $+V_g$  (typowo ~10V), bramki o numerach 2 i 3 są na potencjale substratu ( $V_g=0$ ). Obszar opróżniony (studnia potencjału) formuje się pod bramką nr 1 i pod nią zgromadzone są nośniki mniejszościowe. Faza przesuwu rozpoczyna się od przyłożenia potencjału  $+V_g$  do bramek nr 2. Nośniki mniejszościowe będą przesuwać się pod bramkę 2 aż rozłożą się pod



Rys. 9. Model hydrauliczny kondensatora MOS.  $V_s V_g = q_s c_i$ , gdzie  $c_i = d/\epsilon_{SiO_2}$  jest pojemnością na jednostkę powierzchni warstwy SiO<sub>2</sub>.





Rys. 10. Trójfazowa metoda przesuwu ładunku w rejestrze szeregowym o sprzężeniu ładunkowym z kanałem powierzchniowym. Na pojedynczą komórkę (piksel) składają się 3 identyczne elementy. Piksele zorganizowane są w kolumny i wiersze. Każdy wiersz składa się z 3 rzędów oznaczanych  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ,  $\Phi_3$ . Rzędy o identycznych numerach poszczególnych wierszy są połączone poza rysunkiem. Stan H polaryzacji bramki oznacza przyłożenie do niej potencjału  $V_s \approx +10V$ . W stanie L  $V_s = 0V$ . Pokazana sekwencja realizuje jednoczesny we wszystkich kolumnach przesuw ładunku z rzędów  $\Phi_1$  do rzędów  $\Phi_2$ .

obiema bramkami tak, że potencjały powierzchniowe  $V_s$  pod obiema bramkami wyrównają się. Następnie obniża się potencjał pod bramką nr 1. Wówczas nośniki mniejszościowe spod bramki nr 1 nadal przesuwają się pod bramkę nr 2. Gdy tylko potencjał bramki nr 1 osiągnie wartość potencjału substratu, obszar opróżniony znajdzie się już tylko pod bramką nr 2. Ładunek został więc przesunięty spod bramki nr 1 pod bramkę nr 2. Obecność bramki 3 na potencjale substratu zapobiega przedostaniu się nośników spod bramki nr 2 pod bramkę nr 1 następnego piksela. Powtarzając powyższą sekwencję możemy przesunąć ładunki spod bramek nr 2 pod bramki nr 3. W następnym powtórzeniu sekwencji przesunięcie nastąpi spod bramek o numerach 3 pod bramki o numerach 1, ale już następnego piksela. Opadanie potencjału ze stanu wysokiego do stanu niskiego musi odbywać się na tyle powoli, aby nośniki mniejszościowe nadążyły za zmianami potencjału. Dlatego zbocza opadające sygnałów taktujących przesuw nie mogą być strome. Nie tylko ogranicza to maksymalną szybkość transferu, lecz także komplikuje elektronikę generującą sygnały sterujące. Było to powodem opracowania innych schematów przesuwu ładunku, które zostaną przedstawione w dalszej części artykułu.

Wydajność transferu ładunku pierwszych urządzeń CCD była niewielka, wynosiła  $\sim 0.99$ . Dla urządzenia  $100 \times 1$  pikseli z trójfazowym przesuwem, aby odczytać ostatni piksel potrzeba 300 transferów. Wobec tego ładunek pochodzący z ostatniego piksela po dotarciu do węzła wyjściowego zostanie zredukowany do  $0.99^{300} \approx 0.05$  swojej początkowej wartości. Jak

już wspomniano w rozdziale II.3 przyczyną niskiej wydajności transferu ładunku są stany powierzchniowe na granicy Si-SiO<sub>2</sub>. Stany te pułapują nośniki mniejszościowe. Zjawisko to można wyeliminować, jeśli obszar gromadzenia się nośników większościowych odsunąć od powierzchni, czyli utworzyć kanał zagrzebany. Zagadnienie to zostanie omówione w rozdz. III.3.

### III.2. Foto-MOS

Dotychczas pominięta została istotna kwestia – co jest źródłem par elektron-dziura? Dwa zjawiska fizyczne narzucają się w sposób naturalny i obie możliwości zostały też zauważone przez Boyle'a i Smitha. Pierwszym zjawiskiem jest termiczne generowanie par  $e^- - h^+$ . Wcześniej czy później każda studnia potencjału zostanie zapełniona przez elektrony przeniesione termicznie do pasma przewodzenia. Cała różnica potencjału pomiędzy bramką a substratem odłoży się w obszarze izolatora. Szybkość tworzenia się par  $e^- - h^+$  jest silną funkcją temperatury. W pierwszym patencie dotyczącym CCD [22] Boyle i Smith wprowadzili ładunek do pierwszej komórki liniowego rejestru CCD podgrzewając lokalnie obszar pod pierwszą komórką.

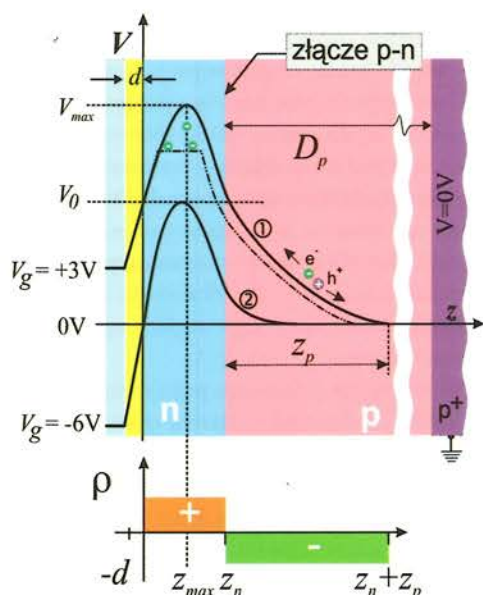
Drugim sposobem jest wykorzystanie zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego. Foton o energii większej niż szerokość przerwy energetycznej w półprzewodniku może zostać zaabsorbowany przenosząc elektron z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. W obszarze opróżnionym pole elektryczne rozdziela przestrzennie elektrony i dziury zapobiegając ich rekombinacji.



Szerokość przerwy energetycznej w krzemie wynosi 1.12 eV (co odpowiada  $\lambda=1.1\mu\text{m}$ ), dlatego kondensator MOS może pracować jako detektor promieniowania dla fal krótszych niż 1 100 nm.

Dla typowej sekwencji pracy w detektorze CCD można wyróżnić dwie fazy: fazę gromadzenia ładunku oraz fazę odczytu, polegającą na szeregowym przesuwie zgromadzonego ładunku do węzła wyjściowego. Ładunek zgromadzony w studni składa się z dwóch składowych: składowej termicznej zwanej ładunkiem (lub sygnałem) ciemnym oraz składowej fotoelektrycznej zależnej od strumienia padających fotonów i czasu naświetlania w fazie gromadzenia ładunku. Maksymalny czas trwania fazy gromadzenia ładunku uwarunkowany jest pojemnością ładunkową studni potencjału w tej fazie. Sygnał ciemny działa między innymi jak dodatkowy czynnik spływający studnię. Użyteczny sygnał powinien dominować nad sygnałem ciemnym. Dlatego tak istotnym czynnikiem jest redukcja termicznej składowej do jak najmniejszej wartości. We współczesnych CCD szybkość termicznej generacji par  $e^- - h^+$  podwaja się na każde 7°C. Z tego powodu większość układów CCD wyposażona jest w układy chłodzące. Niezależnie od tego obserwujemy systematyczny postęp w konstrukcji i technologii produkcji CCD, które prowadzą do obniżenia bezwzględnej wartości szybkości generowania sygnału ciemnego.

Następnym zagadnieniem wymagającym krótkiego komentarza jest zagadnienie rozkładu spektralnego czułości kondensatora MOS. Warstwa aluminium o grubości rzędu 100 nm jest częściowo przepuszczalna dla promieniowania widzialnego, jednakże celem zwiększenia przepuszczalności bramki w detektorach foto-MOS aluminium zostało zastąpione domieszkowanym krzemem polikrystalicznym. Mimo to część padających fotonów ulega odbiciu od powierzchni bramki lub jest absorbowana zanim dotrze do obszaru fotoczułego – warstwy epitaksjalnej. Przepuszczalność



Rys. 11. Przekrój przez kondensator MOS z kanałem zagrzebanym. Pod przekrojem pokazano rozkład ładunku przestrzennego w spolaryzowanym kondensatorze. Na rysunek naniesiono wykresy potencjałów: 1) na początku fazy gromadzenia ładunku, przy polaryzacji bramki  $V_g=+3\text{V}$ , 2) w fazie rozdzielającej, to znaczy przy takiej polaryzacji bramki, dla której maksimum potencjału odpowiada potencjałowi powierzchniowemu w fazie integracji. Linia podwójnie kropkową zaznaczono ewolucję rozkładu potencjału w miarę jak elektrony gromadzone są w studni potencjału. Dno studni odsunięte jest od powierzchni granicznej  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ .

elektrody wykonanej z krzemu polikrystalicznego obniża się dla fal krótszych niż około 540 nm. Bramka staje się praktycznie nieprzepuszczalną dla  $\lambda\approx 400\text{ nm}$  blokując dostęp fotonów do obszaru fotokonwersji. Z kolei dla fal dłuższych niż około 700 nm coraz więcej fotonów przechodzi swobodnie przez półprzewodnik, gdyż prawdopodobieństwo przeniesienia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa szybko maleje w miarę zbliżania się energii fotonów do granicznej wartości równej szerokości przerwy energetycznej. W efekcie maksimum czułości detektora typu foto-MOS przypada w obszarze dalekiej czerwieni ( $\lambda_{\text{max}}\approx 750\text{ nm}$ ). Efektywna wydajność kwantowa w maksimum wynosi około 50%, ale kondensator MOS jest praktycznie nieczuły w niebieskiej i ultrafioletowej części widma (zob. niżej rys. 17). Właściwość ta jest poważną wadą detektora. Metody poprawienia czułości w zakresie niebieskim zostaną przedstawione w dalszej części artykułu. Niemniej jedno z rozwiązań przytoczymy w tym miejscu. Logicznym rozwiązaniem wydaje się zmiana materiału, z jakiego wykonywana jest bramka. Postęp technologii materiałów w stosunku do pionierskiego okresu rozwoju CCD otwiera w tym zakresie interesujące możliwości. Eastman Kodak był pionierem zastosowania w charakterze bramki przewodzącej tlenku indowo-cynowego (ITO) [23]. Wydaje się, że wdrożenie tej technologii może istotnie zmienić rynek CCD w segmencie elementów czułych w obszarze niebieskim. Na razie cena ich jest wysoka ze względu na niewielką skalę produkcji. Jednak umasowienie produkcji pozwoliłoby na znaczącą obniżkę ceny.

### III.3. Kanał zagrzebany

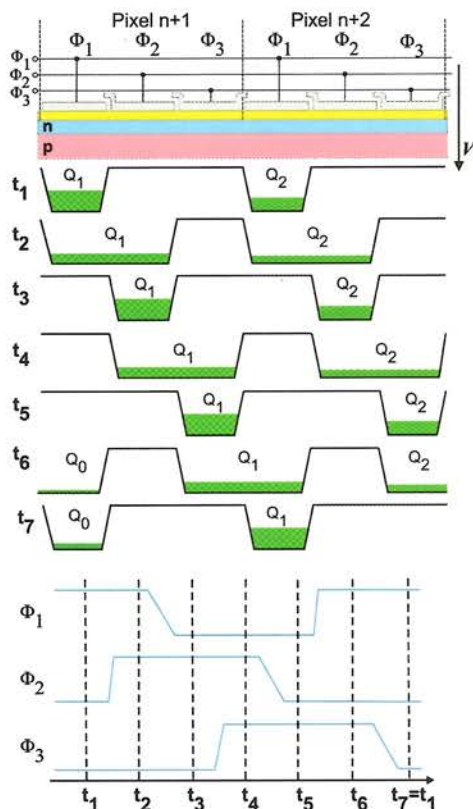
Jak już wspomniano w rozdziale II.3 sposobem na poprawę wydajności transferu ładunku jest utworzenie kanału zagrzebanego. We wszystkich obecnie dostępnych CCD ładunki są gromadzone i przesuwane w kanałach zagrzebanych.

W urządzeniach z kanałem zagrzebanym [19], w epitaksjalnej warstwie typu p-Si ( $D_p\approx 0.5\mu\text{m}$ ) buduje się cienką warstwę (o grubości  $z_n\sim 500\text{ nm}$ ) typu n-Si. W ten sposób uformowane zostaje typowe złącze p-n. Nośniki większościowe rekombinują w złączu, a ponieważ obszar n jest cienki, może być traktowany jako całkowicie opróżniony. W warstwie n powstaje dodatni ładunek przestrzenny. Odpowiednio, w obszarze p powstaje ujemny ładunek przestrzenny. Gęstość ładunku przestrzennego uwarunkowana jest koncentracją domieszki donorowej  $N_D$  i akceptorowej  $N_A$ , przy czym zwykle  $N_D>N_A$ . Podobnie jak w przypadku kanału powierzchniowego, rozkład potencjału można otrzymać za pomocą równania Poissona oraz warunków brzegowych dla różnych obszarów. Przeliczenie to (nawet w przybliżeniu jednowymiarowym) jest bardziej skomplikowane niż dla obszaru o jednym typie przewodnictwa i wykracza poza zakres tego artykułu. Można je znaleźć w odpowiednich monografiach [24,25].

Charakterystyczne własności rozkładu potencjału widoczne są już po pobieżnej analizie jakościowej. W obszarze izolatora ( $-d<z<0$ ) brak jest ładunku przestrzennego i potencjał zmienia się liniowo w funkcji  $z$ . W obszarze n ( $0<z<z_n$ ) gęstość ładunku jest dodatnia, więc potencjał jest opisany funkcją wklęsłą. W obszarze opróżnionym w obszarze p ( $z_n<z<z_p+z_n$ ) rozwiązanie musi być podobne do rozwiązania dla kanału powierzchniowego a więc w postaci funkcji wypukłej. Rozkład potencjału musi posiadać maksimum, które wystąpi wewnątrz obszaru n. Rozkład potencjału w kondensatorze z kanałem zagrzebanym przedstawiono schemata-



tycznie na rysunku 11. Krzywa  $\ominus$  przedstawia rozkład potencjału w kondensatorze spolaryzowanym dodatnim potencjałem w sytuacji, gdy studnia potencjału jest pusta. Dodatkowo elektrony gromadzą się na dnie studni zubożniając dodatni ładunek przestrzenny. Rozkład potencjału staje się linią poziomą, a w miarę napełniania się studni elektrony przybliżają się do powierzchni granicznej (krzywa podwójnie kropkowa). Pojemność studni określa moment, gdy wartość maksimum potencjału  $V_{max}$  zrówna się z potencjałem powierzchniowym  $V_s$ , gdyż przy większym wypełnieniu elektrony oddziałują ze stanami powierzchniowymi. We współczesnych CCD z kanałem zagrzebanym wydajność transferu ładunku osiąga 0.999999. Ceną, jaką się płaci jest znaczne zredukowanie pojemności studni w porównaniu do kanału powierzchniowego.



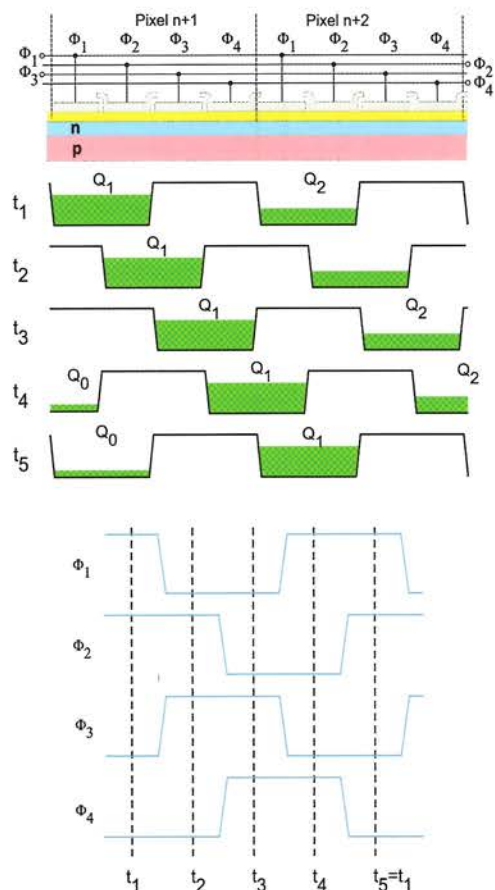
Rys. 12. Trójfazowy schemat przesuwu ładunku. Pojedynczy piksel składa się z trzech kondensatorów MOS. Przesuw ładunku do sąsiedniego kondensatora wymaga dwóch taktów zegara (zob. rys. 10). Przesunięcie informacji z piksela do piksela wymaga sześciu taktów zegara. Układ trójfazowy wymaga dość skomplikowanej logiki sterującej i generującej sygnały zegarowe  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  i  $\Phi_3$ .

Wydajność transferu ładunku mimo wartości tak bliskiej 100% nadal jest czynnikiem ograniczającym liczbę pikseli. Przy rozmiarach 4096x4096 pikseli dla ostatniego piksela 1% ładunku jest tracony w trakcie transferu. Drugim czynnikiem ograniczającym są maksymalne rozmiary wafla Si. Z tego powodu wielkie detektory budowane są jako mozaiki mniejszych układów.

### III.4. Schematy przesuwu ładunku

#### 3-fazowy i 4-fazowy transfer ładunku

Podstawowym i pierwszym historycznie schematem przesuwu ładunku jest schemat trójfazowy. Ideę przesuwu ładunku wzdłuż kolumny kondensatorów MOS przedstawiono już w rozdziale III.1 i rysunku 10. Tradycyjnie schematy transferu przed-



Rys. 13. Czterofazowy schemat przesuwu ładunku. Pojedynczy piksel składa się z czterech kondensatorów. W każdej fazie dwie bramki są włączone a dwie wyłączone

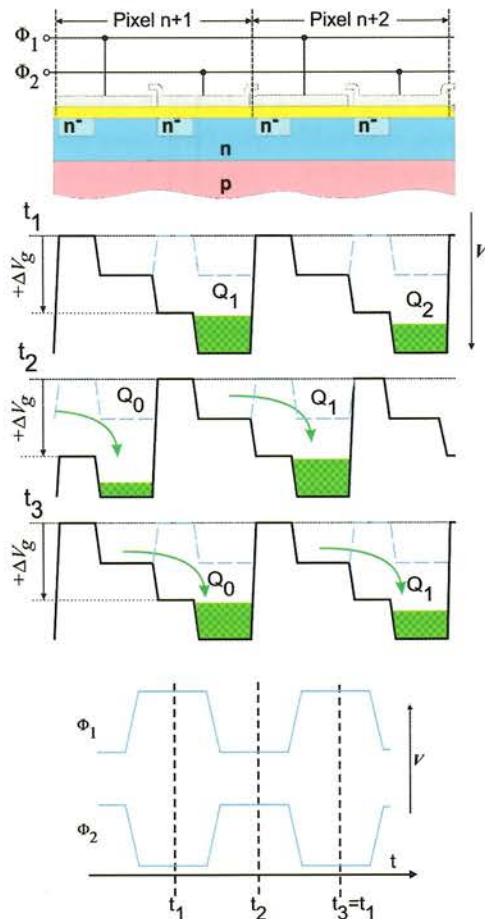
stawia się w modelu hydraulicznym rysując rozkłady potencjału w kanale – zwykle kanale zagrzebanym – w odpowiednich momentach. U góry rysunku przedstawiony jest przekrój przez strukturę w taki sposób, by zilustrować istotne elementy budowy układu. W tej konwencji trójfazowy schemat przedstawiono na rysunku 12. Pojedynczy piksel składa się z 3 bramek. Przesuw realizowany jest w kanale zagrzebanym w warstwie typu n. 3-fazowe CCD wymagają dość skomplikowanego sterowania, gdyż sygnały  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  i  $\Phi_3$  są przesunięte w fazie o  $120^\circ$ . W dodatku wymaga on trzech różnych kształtów elektrod. Z tego względu opracowano 4-fazowy schemat transferu.

W schemacie 4-fazowym pojedynczy piksel składa się z 4 bramek. W konsekwencji wystarczą tylko dwa typy bramek a struktura jest bardziej regularna. Zmniejsza się też liczba procesów litograficznych niezbędnych do wyprodukowania układu. Logika sterująca jest znacznie prostsza. Fazy  $\Phi_1$  i  $\Phi_3$  oraz  $\Phi_2$  i  $\Phi_4$  są przesunięte względem siebie o  $180^\circ$ , co łatwo zrealizować w prostym inwerterze. Ponadto sygnały taktujące mogą być w pełni symetryczne. Zwrócić należy uwagę, że oba schematy pozwalają odwrócić kierunek przesuwu przez zmianę znaku przesunięcia fazowego sygnałów sterujących przesuwem.

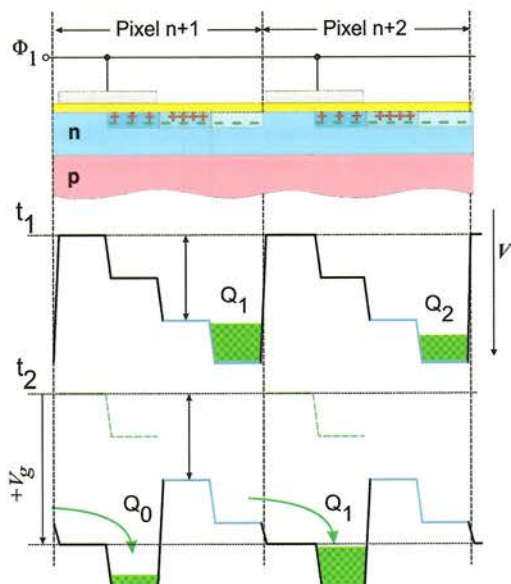
#### 2-fazowy transfer ładunku

W 1974 roku G. E. Smith razem z R.J. Strainem opatentowali dwufazowy schemat transferu ładunku [26]. W swojej współczesnej wersji, dwufazowe CCD używają dwóch bramek na





Rys. 14. Dwufazowy transfer ładunku. Obszary o znacznie mniejszej koncentracji donorów (obszar n-) formują potencjał schodkowy niezależnie od stanu polaryzacji bramki. Linia przerywaną zaznaczono potencjał, gdy obie elektrody są w stanie „wyłączony.”



Rys. 15. Jednofazowy transfer ładunku – urządzenie z fazą wirtualną. W chwili  $t_1$  bramka jest niespolaryzowana i w kanale zagrzebanym formuje się czteroschodkowy rozkład potencjału. Kolorem niebieskim zaznaczono rozkład niezmiennego potencjału fazy wirtualnej. Linia przerywaną w chwili  $t_2$  zaznaczono potencjał pod niespolaryzowaną bramką (moment  $t_1$ ).

jeden piksel (rys. 14). Taka konstrukcja pozwala osiągnąć duże gęstości upakowania i uprościć elektronikę odpowiedzialną za generowanie sygnałów zegarowych sterujących przesuwem. Z tego powodu ten sposób transferu jest szczególnie popularny w dużych matrycach. W dwufazowych CCD, jeden kierunek przesuwu i wzajemną izolację odpowiednich komórek osiąga się przez wprowadzenie asymetrii do struktury piksela. Pod częścią każdej z elektrod, do warstwy typu n tworzącej kanał wbudowuje się bardzo cienką warstwę o znacznie mniejszej koncentracji donorów (tzw. obszar n<sup>-</sup>). W ten sposób formuje się stały skok potencjału pod każdą z bramek. Linia przerywaną na rysunku zaznaczono potencjał pod bramkami w sytuacji, gdy obie bramki są w stanie wyłączenia. Po włączeniu jednej fazy (przez zwiększenie potencjału polaryzacji bramek) uformuje się ciągła struktura schodkowa i elektrony będą się przesuwać do obszaru o najwyższym potencjale. Pojemność studni określa głębokość elementarnego „schodka”. Jeśli w fazie gromadzenia ładunku elektrony będą się znajdowały pod dwiema sąsiadującymi bramkami, to w fazie przesuwu część ładunku przesunie się w kierunku przeciwnym do zamierzonego. Warunek powyższy określa pojemność ładunkową piksela. Jest ona mniejsza niż w urządzeniach trój- i czterofazowych. Kierunek przesuwu ładunku uwarunkowany jest asymetrią struktury i jest przez nią raz na zawsze określony w procesie produkcji. Jest to więc rejestr jednokierunkowy.

#### Urządzenia z fazą wirtualną

W 1975 r. Texas Instrument opracował układ, w którym liczba faz sterujących została zredukowana do maksimum – to znaczy do jednego zegara sterującego [27]. Na przełomie lat 70-tych i 80-tych jego własności były tak atrakcyjne, że CCD z fazą wirtualną były preferowane jako detektor obrazujący dla misji kosmicznych [28]. Idea konstrukcji z fazą wirtualną została przedstawiona na rys. 15. W urządzeniu tym, w pojedynczej komórce w cienkiej warstwie nad kanałem zagrzebanym wytwarzane są cztery obszary różniące się koncentracją donorów. Istnieje wiele rozwiązań polegających na implantacji odpowiednich jonów, ale zagadnienie to wykracza poza zakres niniejszego artykułu. Manipulując typem i koncentracją implantów formuje się potencjał w postaci czterech schodków. Dwa sąsiednie schodki znajdują się pod bramką. Przy niespolaryzowanej bramce elektrony gromadzą się pod obszarem o najwyższym potencjale, czyli pod czwartą sekcją każdego piksela. Po przyłożeniu do bramki odpowiednio dużego potencjału dodatniego  $+V_g$  obszar o najwyższym potencjale znajdzie się pod drugą sekcją piksela. Elektrony będą się przesuwać wzdłuż narastającego potencjału do obszaru o potencjale najwyższym. Następnie usuwa się polaryzację bramki i przesuw następuje spod sekcji drugiej pod sekcję czwartą. Układ z fazą wirtualną ma jedną wielką zaletę – tylko połowa piksela przykryta jest elektrodą. Mając na uwadze rozważania w rozdziale III.2 układ z fazą wirtualną ma znacznie większą czułość w obszarze niebieskim niż pozostałe rozwiązania, w których cały obszar fotoczuły przykryty jest elektrodą. Rozkład spektralny wydajności kwantowej urządzenia z fazą wirtualną praktycznie pokrywa się z rozkładem dla fotodiody krzemowej. Układ z fazą wirtualną ma też wady. Pierwszą jest niska pojemność ładunkowa ograniczona do pojemności ostatniej sekcji, gdyż tylko wtedy przesuw będzie jednokierunkowy, gdy cały ładunek mieści się w ostatnim „schodku”. Układ ma drugą poważną wadę – ze względu na skomplikowaną budowę i potrzebę wielo-



krotnego powtarzania implantacji jonów z różnymi maskami układ jest drogi w produkcji, bo uzysk z jednego pręta kryształu Si jest niewielki. Wiele wyprodukowanych elementów ma zbyt dużo wadliwych pikseli i kolumn.

#### Odczyt obrazu

Niezależnie od sposobu, w jaki realizowany jest transport ładunku w rejestrze liniowym w strukturze dwuwymiarowej istnieje zagadnienie odczytu zawartości całego obrazu przechowywanego w macierzy kondensatorów MOS. Różne sposoby odczytu obrazu noszą w literaturze miano architektury układu.

#### Odczyt progresywny

Najprostszą metodą jest odczyt progresywny. Ten sposób odczytu całej macierzy pokazano i objaśniono na rys. 5. W kolejnych taktach, w każdej kolumnie ładunki przesuwane są wzdłuż rejestru pionowego o jeden wiersz. Specjalna bramka transferująca umożliwia przepisanie zawartości komórki  $n$ -tej kolumny pierwszego wiersza do  $n$ -tej komórki rejestru poziomego. Po przepisaniu zawartości wiersza nr 1 do rejestru poziomego bramka transferująca odcina macrycę od rejestru poziomego i rozpoczyna się przesuw ładunku w rejestrze poziomym. Ostatnia komórka kończy się układem konwertującym ładunek na napięcie. Napięcie to, proporcjonalne do ładunku, jest próbkowane i zamieniane na postać cyfrową w zewnętrznym konwerterze analogowo-cyfrowym. Po odczytaniu całego rejestru poziomego, zawartość macrycy przesuwa się o jeden wiersz i cała procedura jest powtarzana. W macrycy  $M$  wierszowej o  $N$  kolumnach na każdy przesuw wiersza przypada  $N$  przesułów w rejestrze horyzontalnym. Wobec omówionych uprzednio ograniczeń na szybkość transferu oraz konwersji analogowo-cyfrowej cała procedura może być długotrwała. Dodatkowym ograniczeniem dla szybkości odczytu jest konwerter analogowo-cyfrowy. Im dokładniejsza konwersja (więcej bitów, czyli stopni szarości) tym wolniej się ona odbywa. W czasie odczytu macryca nie może być naświetlana, gdyż w trakcie przesuwu zaburzona jest numeracja pikseli. Układ o odczycie progresywnym wymaga stosowania zewnętrznej migawki, zamkniętej w trakcie czytania macrycy. Może to być fotograficzna migawka mechaniczna lub bramkowany wzmacniacz obrazu. Odstęp czasu pomiędzy końcem naświetlania poprzedniego obrazka a początkiem naświetlania następnego jest równy czasowi odczytu całej macrycy i określa maksymalną liczbę obrazów możliwych do zarejestrowania w określonym czasie.

#### Odczyt z transferem ramki

Proces odczytu można istotnie przyspieszyć wykorzystując połowę macrycy w charakterze pamięci obrazu. Ideę tę realizują układy z transferem ramki (frame transfer CCD). W układach tego typu dolna połowa macrycy przesłonięta jest maską aluminiową.  $M/2$  wierszy służy jako detektor,  $M/2$  wierszy jako pamięć. Po zamknięciu migawki wykonywane jest  $M/2$  przesułów w pionie bez wykonywania przesuwu w rejestrze horyzontalnym. Po  $M/2$  przesuwach migawka może zostać otwarta i w górnych  $M/2$  wierszach rozpoczyna się naświetlanie następnego obrazu. W czasie naświetlania górnej połówki odbywa się powolny odczyt progresywny poprzedniej klatki przesuniętej do dolnej połówki macrycy. Układ sterowania musi zapewnić niezależne taktowanie górnej i dolnej połówki macrycy. Kosztem mniejszej liczby pikseli

światłoczułych zyskuje się na szybkości odczytu. Zysk jest znaczny – w odczycie progresywnym martwy okres to  $M \times N$  cykli przesuwu całego piksela. (W układach czterofazowych przesuw jednego piksela odbywa się w czterech krokach!). W układzie z transferem ramki martwy okres to  $M/2$  cykli. Porównajmy te wartości dla typowej macrycy stosowanej w aparaturze naukowej –  $2048 \times 2048$ . Odczyt progresywny wymaga  $4.3 \cdot 10^6$  cykli, przesunięcie zaś obrazu do dolnej połówki tylko 1024 cykle.

Radykalnym rozwiązaniem jest zastosowanie odczytu międzyliniowego. W układach z odczytem międzyliniowym kolumny o numerach parzystych przysłonięte są maską aluminiową. Pomiedzy kolumnami o numerach  $2k-1$  i  $2k$  bariera międzykanałowa zastąpiona jest bramką transferującą. Po zakończeniu fazy naświetlania odpowiednia sekwencja potencjałów przyłożonych do kolumny bramek transferujących przesuwa ładunek z kolumn  $2k-1$  do kolumn  $2k$ . Po przepisaniu ładunku można rozpocząć naświetlanie następnego obrazu. W tym czasie następuje odczyt progresywny kolumn parzystych. Ten sposób jest szczególnie korzystny w wideo-kamerach, gdyż nie wymaga zewnętrznej migawki. Wadą jest to, że w ramach jednego piksela tylko połowa jego powierzchni jest wykorzystywana w charakterze fotodetektora. Zmniejsza to znacznie rozdzielczość przestrzenną, a informacja o oświetleniu przysłoniętej części piksela jest całkowicie utracona. W kamerach TV stosuje się ponadto odczyt z przepłotem. Wiąże się to ze standardem TV. W systemach PAL i NTSC nadawanych jest 50 półobrazów na sekundę. Na ekranie najpierw kreślone są linie nieparzyste a następnie parzyste. W układach CCD dla TV najpierw odczytywany jest ładunek z kolumn o numerach  $4k-2$ . Po odczytaniu tej połowy obrazu rozpoczyna się odczyt kolumn o numerach  $4k$ .

#### Sklejanie pikseli

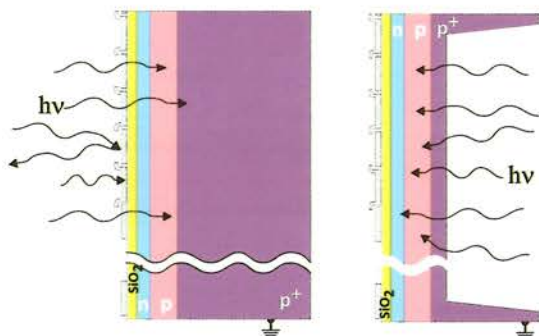
Układy CCD posiadają unikalną cechę – przylegające piksele mogą zostać połączone w klaster. Jest to unikalna cecha CCD wyróżniająca je wobec detektorów CMOS. Do połączenia pikseli w klaster w zasadzie nie są wymagane modyfikacje CCD lecz jedynie układu sterującego. Najprościej zrealizować łączenie pikseli w kolumnach. Rozpatrzmy łączenie pikseli w pary. Wiersz o numerze  $2k$  jest przesuwany do rejestru horyzontalnego, jednakże nie rozpoczyna się przesuwu w rejestrze horyzontalnym tylko powtarza się operację przesuwu. Wówczas ładunek zawarty w pikselu  $(1, 2k-1)$  doda się do ładunku w pikselu  $(1, 2k)$  w pierwszym pikselu rejestru horyzontalnego. Po to, aby ładunek dwóch pikseli "zmieścił" się w komórce rejestru horyzontalnego, pojemność ładunkowa komórki w tym rejestrze jest odpowiednio większa. Osiąga się to przez zwiększoną powierzchnię kondensatora MOS. Jeśli pojemności wszystkich komórek są równe, łączenie nadal jest możliwe, ale ładunek w całym klasterze nie może przekroczyć pojemności pojedynczego piksela.

Łączenie pikseli w wierszach odbywa się na podobnej zasadzie przez sumowanie ładunków kolejnych pikseli rejestru horyzontalnego w węźle wyjściowym.

#### III.5. Współczesne rozwiązania konstrukcyjne

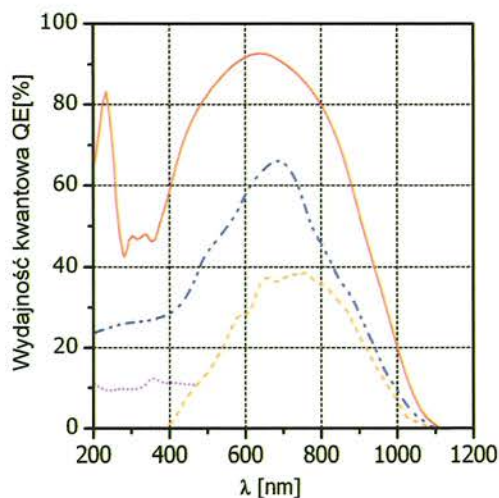
Jak to omówiono w rozdziale III.2, podstawowym ograniczeniem standardowych CCD naświetlanych przez strukturę bramki jest zanik czułości w obszarze niebieskim i UV. Wiele wysiłku poświęcono zmianie tej niekorzystnej sytuacji.





Rys. 16. Oświetlenie czołowe a oświetlenie tylne elementu CCD. W urządzeniach z oświetleniem tylnym grubość substratu p<sup>+</sup> jest zredukowana do ~10 μm a grubość całego elementu nie przekracza 150 μm.

Najprostszym i stosunkowo tanim rozwiązaniem jest zastosowanie pokrycia powierzchni aktywnej CCD barwnikiem organicznym. W barwnikach organicznych pasmo absorpcyjne jest przesunięte w kierunku fal krótszych w stosunku do pasma emisyjnego. W przypadku CCD sytuacja jest korzystna – należy zamienić foton o energii większej na foton o energii mniejszej. Powszechnie stosowany w tym celu jest MetaChrome II<sup>®</sup> opracowany przez firmę Photometrics Ltd. [3]. Pokrycie to pozwala uzyskać w obszarze 200 nm – 400 nm wydajność kwantową na poziomie 10÷15% bez straty wydajności w obszarze widzialnym i bliskiej podczerwieni (zob. rys. 17).



Rys. 17. Typowe wydajności kwantowe różnych klas CCD. a) standardowy układ oświetlany przez elektrody wykonane z krzemu polikrystalicznego; b) element z oświetleniem czołowym z pokryciem UV okienka; c) detekcja za pomocą fotodiody; d) układ wycieniony oświetlany od strony tylnej (substratu).

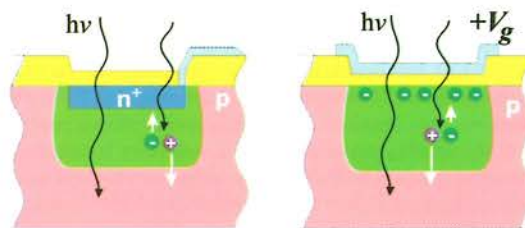
#### Oświetlenie czołowe i oświetlenie tylne

Analiza przyczyny spadku wydajności kwantowej dla krótkofalowej części widma wskazuje na inne rozwiązanie. W układzie standardowym grubość substratu p<sup>+</sup> wynosi kilkaset μm. Metodą szlifowania i trawienia chemicznego grubość substratu można zredukować do mniej niż 15 μm. Układ jest oświetlany od strony substratu. Dodatkowo, pokrycie antyrefleksyjne redukuje straty związane z odbiciem od powierzchni. Własności takiego układu są znakomite. Maksymalna wydajność kwantowa detektora osiąga 90%. Praktycznie oznacza to bezstratną konwersję fotonów na ładunek! Ponadto wydajność kwantowa utrzymuje się na wysokim

poziomie również w ultrafiolecie – jest nie mniejsza niż 40%, a więc większa niż w maksimum wydajności dla elementu oświetlanego przez bramkę. Dlaczego więc elementy cienkie z oświetleniem tylnym nie zdominowały rynku? Po pierwsze, elementy te wymagają bardzo delikatnego obchodzenia się z nimi – grubość całego elementu to kilkadziesiąt mikrometrów. Po drugie, ich produkcja natrafia na ogromne trudności technologiczne i jest bardzo kosztowna. Niewielka część bardzo dobrych układów nadaje się do użytku po wycienieniu. Element o rozmiarach 2048×2048 pikseli, w klasie „scientific grade” kosztuje kilkadziesiąt tysięcy dolarów.

#### CCD z fotodiadą jako detektorem

Rozwiązaniem powszechnie stosowanym i tanim jest sprzężenie komórki CCD z fotodiadą. W przypowierzchniowym obszarze kanału buduje się cienką warstwę bardzo mocno domieszkowaną o przeciwnym typie przewodnictwa. W ten sposób powstaje diodowe złącze asymetryczne. Wskutek rekombinacji nośników większościowych na złączu po obu stronach złącza powstaje ładunek przestrzenny. Ze względu na różną koncentrację domieszek grubość obszaru opróżnionego jest znacznie większa w obszarze kanału niż w obszarze silnie domieszkowanym. Na rys. 18 przedstawiono porównanie budowy fotodiody oraz elementu

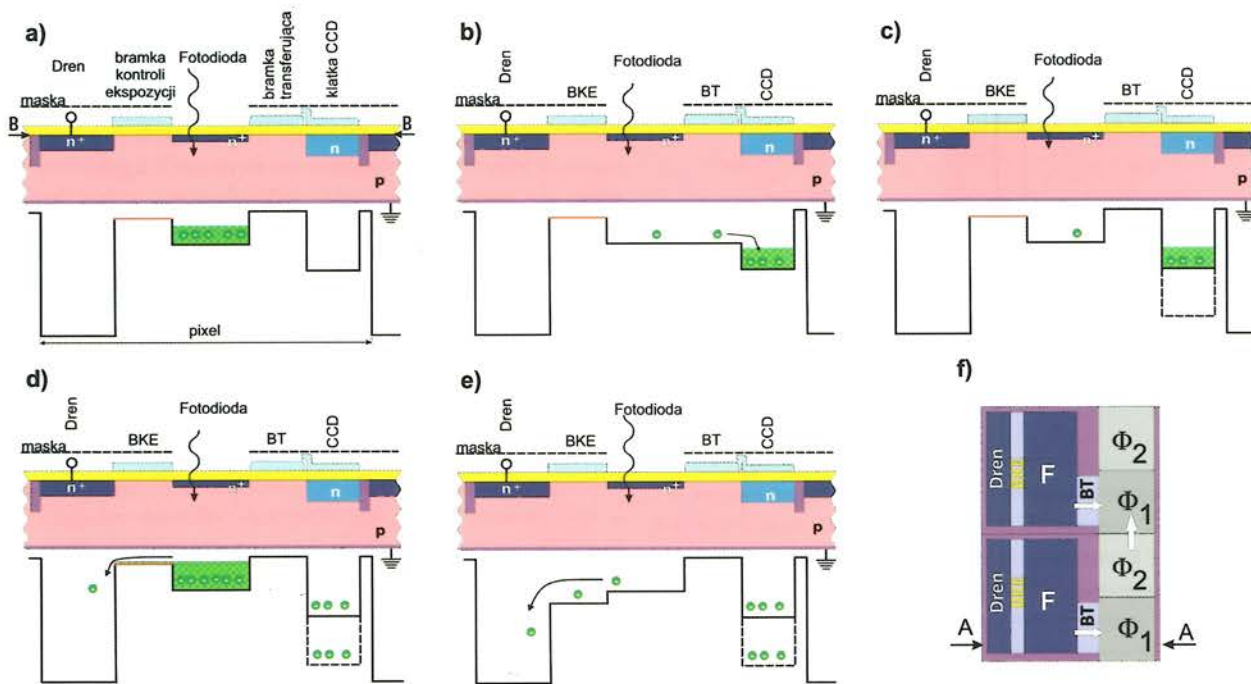


Rys. 18. Fotodioda (po lewej) i foto-MOS (po prawej) jako detektory światła w urządzeniu z kanałem powierzchniowym.

foto-MOS z kanałem powierzchniowym. W przypadku fotodiody nie ma bramki, fotony dostają się do obszaru fotoczułego przez cienką warstwę ochronną wykonaną zwykle z krzemu. Wobec tego fotodioda ma większą wydajność kwantową niż foto-MOS, zwłaszcza w obszarze niebieskim i UV. Fotodioda, mimo wyższej wydajności kwantowej ma znacznie mniejszą pojemność ładunkową niż kondensator MOS, nawet z kanałem zagrzebanym. Układy fotodiodowe są czulsze, ale ich dynamika jest mniejsza. W detektorach liniowych i obrazujących fotodioda pracuje w zakresie zjawiska fotowoltaicznego przy polaryzacji zaporowej. Diodę polaryzuje się zaporowo, by rozbudować obszar ładunku przestrzennego, a tym samym zwiększyć pojemność fotodiody. Diodę po spolaryzowaniu odcina się od źródła napięcia. Wytworzony fotonaładunek i sygnał ciemny gromadzą się w pobliżu złącza i zobojętniają ładunek przestrzenny. Potencjał fotodiody obniża się aż osiągnie potencjał charakterystyczny dla złącza niespolaryzowanego (0.7 V dla Si). W układach CMOS miarą sygnału jest ładunek, jaki należy doprowadzić do diody, by przywrócić jej wyjściową wartość potencjału w kierunku zaporowym. W układach CCD ładunek przepisuje się do sąsiadującego z nią kondensatora MOS. Po przepisaniu odczyt odbywa się szeregowo, jak w standardowym rejestrze CCD.

Z opisu powyższego wynika, że układy z fotodiadą muszą być urządzeniami z odczytem międzyliniowym. Zasadę działania takiego układu znacznie łatwiej zrozumieć dla elementu





Rys. 19. Rysunki a-c: zasada działania urządzenia ze sprzężeniem ładunkowym, w którym detektorem jest fotodioda. a) Faza naświetlania i gromadzenia ładunku. Bramka transferująca BT jest w stanie „wyłączonym” i ładunek jest gromadzony w fotodiodzie. b) Faza przepisywania ładunku do komórki rejestru 2-fazowego CCD. Stan bramki transferującej jest „włączona” i ładunek jest przepisywany do fazy  $\Phi_1$  rejestru CCD. Bramka  $\Phi_1$  jest w stanie niskim. c) Następną fazą naświetlania i transportu ładunku w rejestrze CCD (w kierunku prostopadłym do rysunku). Linia przerywaną zaznaczono potencjał bramki  $\Phi_1$  w stanie wysokim. Fotodioda jest wstępnie spolaryzowana potencjałem pod bramką transferującą w stanie „włączenia” d) Zasada pracy bramki kontroli ekspozycji jako układu antysmugowego. e) Zasada pracy bramki transferującej w charakterze migawki elektronicznej. f) Widok z góry po usunięciu maski światłochronnej (przekrój B-B). Strzałkami zaznaczono kierunki transferu ładunku. Rysunki a-e pokazują przekrój A-A. Maska oznaczona linią przerywaną ma na celu ochronę przed światłem wszystkich elementów struktury poza fotodiodą.

z kanałem powierzchniowym, dla którego dodatkowa warstwa półprzewodnika tworząca kanał nie przesłania zasady funkcjonowania. Na rys. 19 przedstawiono przekrój układu CCD z detektorem fotodiodowym, układem antysmugowym (antiblooming) i tzw. „migawką elektroniczną” w układzie lateralnym. Elementem światłoczułym układu jest fotodioda n+p pracująca w zakresie zjawiska fotowoltaicznego, to znaczy w warunkach odcięcia od źródła napięcia. Zarówno polaryzację jak i odcięcie zapewnia bramka transferująca. Po drugiej stronie fotodiody znajduje się druga dioda n+p silnie spolaryzowana zaporowo, pracująca w charakterze ścieku (drenu). Fotodiode od drenu oddziela tzw. bramka kontroli ekspozycji. Warto zwrócić uwagę na to, że istnieje głęboka analogia pomiędzy bramką transferującą i bramką klasycznego tranzystora MOS. Bramka transferująca oddziela fotodiode od 2-fazowego rejestru CCD, w którym transfer odbywa się w kierunku prostopadłym do kierunku transferu z fotodiody. (rys. 19-f).

W fazie naświetlania bramka transferująca BT jest w stanie „wyłączonym” i ładunek jest gromadzony w fotodiodzie (rys. 19-a). Po zmianie stanu bramki transferującej na „włączona” ładunek jest przepisywany do 2-fazowego rejestru CCD z kanałem zagrzebanym (pod bramki  $\Phi_1$ ). Bramki  $\Phi_1$  w stanie niskim są tak spolaryzowane, że pod nimi występuje najwyższy potencjał, co pozwala na przesunięcie ładunku do rejestru CCD (rys. 19-b). Po przesunięciu ładunku bramka transferująca jest zamykana (rys. 19-

c). Rozpoczyna się następną fazą naświetlania. W tym czasie rozpoczyna się transport ładunku w rejestrze CCD (w kierunku prostopadłym do rysunku). Potencjał początkowy diody jest równy potencjałowi bramki transferującej w stanie włączonym. Rolę bramki kontroli ekspozycji objaśniono na rys. 19-d. Bramka kontroli ekspozycji musi mieć potencjał wyższy niż bramka transferująca. Jeśli nastąpi całkowite wypełnienie studni potencjału diody, to nadmiar ładunku odpłynie do diody drenującej. Jeśli nie byłoby drenu, to ładunek z diody mógłby się „przełać” do komórki CCD w czasie, gdy realizuje ona przesuwanie poprzedniego obrazu. Zjawisko przepływu ładunku na inne piksele, gdy studnia jest wypełniona całkowicie nazywamy smużeniem<sup>2</sup> (blooming). Przedstawiony na rysunku sposób zapobiegania całkowitemu wypełnieniu się studni potencjału nazywamy lateralnym, gdyż jego elementy zajmują miejsce na powierzchni układu. Bramka kontroli ekspozycji może pełnić też rolę elektronicznej migawki. Minimalny czas zbierania ładunku określony jest odczytem całej matrycy CCD. Przyjmijmy, że jest to matryca 2048×2048 pikseli a częstość odczytu pikseli to 200 kHz ( $\tau = 5\mu s$ ). Stąd wynika czas odczytu matrycy:  $2048 \cdot 2048 \cdot 5 \text{ ms} \approx 20 \text{ s}$ . W wielu wypadkach jest to czas nazbyt długi. Jeśli przez większość czasu transferu poprzedniego obrazu bramka kontroli ekspozycji jest spolaryzowana potencjałem wyższym niż potencjał fotodiody, to cały ładunek fotodiody będzie zbierany przez dren. Układ będzie działał jak tranzystor MOS w stanie włączonym. W odpowiednim momencie potencjał bramki

<sup>2</sup>W literaturze dotyczącej fotografii smużenie nazywane jest kwitnieniem.



KE obniża się i dopiero od tego momentu w diodzie zacznie kumulować się ładunek.

Podstawowym problemem układu z fotodiodą jest małe wypełnienie powierzchnią światłoczułą. Wszystkie elementy struktury poza fotodiodą pokrywa się maską aluminiową, by zabezpieczyć je przed światłem. W przeciwnym wypadku elementy służące transferowi pracowałyby jako detektor foto-MOS. Duża część powierzchni jest nieczuła. Abstrahując od straty czułości, część informacji jest całkowicie tracona. Czym innym jest uśrednienie po małej powierzchni piksela a czym innym wyrzucenie z obrazu co drugiego piksela.

W rzeczywistości układ fotodiodowy jest znacznie bardziej skomplikowaną strukturą i strata powierzchni nie jest tak duża jak wynikałoby to z rys. 19. Po pierwsze, układ antysmogowy jest wykonywany w strukturze wertykalnej, a sama fotodioda jest wykonywana jako tzw. dioda zakotwiczona w układzie  $p^+n-p-n$ . Bramka transferująca jest zrealizowana jako wąski obszar typu  $p$ . Cała struktura piksela może się zmieścić w komórce o rozmiarach rzędu  $6\mu m \times 6\mu m$ . Aby ograniczyć straty powierzchni światłoczułej, nad każdym otworem w masce umieszcza się mikrosoczewkę. Mikrosoczewki nie są centrowane na środek piksela, lecz na środek obszaru światłoczułego. Rzeczywistą strukturę typowej matrycy z odczytem międzyliniowym przedstawiono na rys. 20. W widoku z góry usunięto maski za wyjątkiem jednego segmentu w prawym górnym rogu, który uczyniono półprzezroczystym. Na pozostałych pikselach linią kropkową zaznaczono kwadratowe wycięcia w masce. Układ z wbudowanym wertykalnym zabezpieczeniem antysmogowym ma w zastosowaniach profesjonalnych jedną wadę – pojemność studni potencjału (i tak już zmniejszona przez zastosowanie fotodiody zamiast foto-MOS) ulega redukcji w stosunku do układu bez protekcji. W zastosowaniach profesjonalnych, w których dynamika rejestracji ma podstawowe

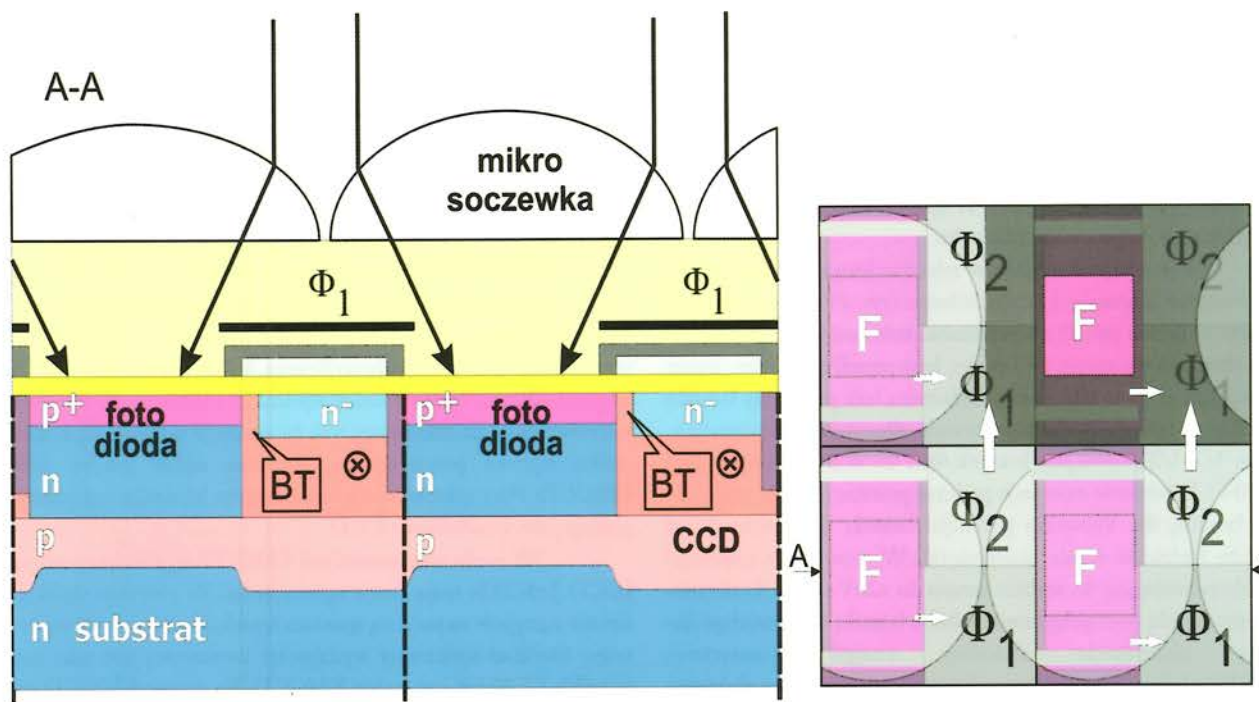
znaczenie, używane są układy bez protekcji i z detektorem foto-MOS.

Porównując budowę modelowego elementu z tym aktualnie stosowanym można zauważyć jak wielki postęp dokonał się w technologii produkcji układów półprzewodnikowych – zwłaszcza w manipulowaniu własnościami wielu warstw budowanych na substracie.

Podstawowym problemem przy stosowaniu rozwiązania z mikrosoczewkami jest ograniczenie apertury wejściowej detektora i trudności w sprzężeniu detektora z wiązką światłowodową. Jednakże w aparatach fotograficznych ograniczenia powyższe są mniej istotne. Wyścig w liczbie pikseli w aparatach, zwłaszcza segmentu popularnego, odbywa się głównie dzięki powiększaniu gęstości upakowania układów fotodiodowych. W ten sposób, poprzez zwiększenie liczby pikseli nie zmniejsza się liczby układów otrzymanych z jednego wafla Si.

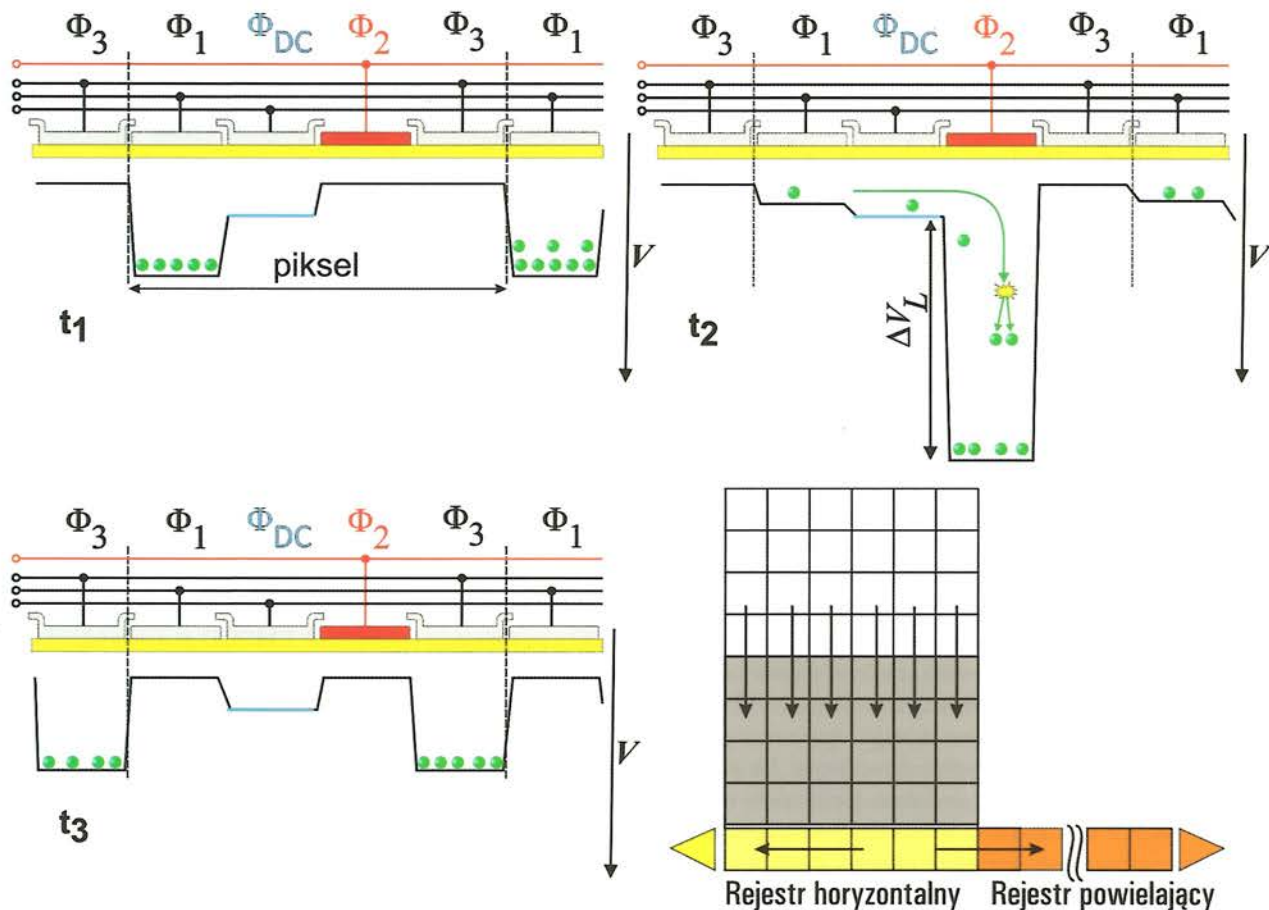
#### Układy CCD z powielaniem elektronów

Innym przykładem ciągłego postępu jest nowa generacja elementów CCD – EMCCD. (Electron Multiplying CCD – CCD z powielaniem elektronów). EMCCD powstały jako odpowiedź na zapotrzebowanie na nieskomplikowany detektor o bardzo wysokiej czułości. Standardowe rozwiązanie w postaci ICCD jest drogie i nieporęczne. Wzmacniacze obrazu wymagają wysokiego napięcia (nawet do kilku kilowoltów) oraz intensywnego chłodzenia potrzebnego do zredukowania do minimum prądu ciemnego fotokatody. Idea EMCCD jest stara, jednakże dopiero na przełomie XX i XXI wieku technologia układów krzemowych osiągnęła stan pozwalający na zbudowanie funkcjonującego urządzenia. W standardowym CCD podczas transferu ładunku z jednej komórki do następnej istnieje niewielkie prawdopodobieństwo powstania dodatkowego elektronu w procesie „jonizacji zderzeniowej”



Rys. 20. Rzeczywista budowa piksela CCD z odczytem międzyliniowym. Po lewej: przekrój A-A struktury dwóch kolejnych pikseli, po prawej: widok z góry. Dla unaczynienia rzeczywistej struktury usunięto z rysunku maskę światłochronną za wyjątkiem piksela w prawym górnym rogu, gdzie maskę uczyniono półprzezroczystą. W pozostałych pikselach położenie otworu w masce zaznaczono linią kropkową.





Rys. 21. Zasada działania powielania w rejestrze powielającym. Powielanie następuje w trakcie przesuwu ładunku spod bramki  $\Phi_1$  pod bramkę  $\Phi_2$ . Układ jest taktowany w schemacie 3 fazowym. Dodatkowa bramka  $\Phi_{DC}$  utrzymywana jest na stałym dodatnim potencjale. Rejestr horyzontalny taktowany jest 3 fazowo, a więc możliwy jest przesuw w obie strony. EMCCD są zwykle wyposażone w dwa węzły wyjściowe. Przy przesuwie w prawo realizowane jest powielanie ładunku, przy przesuwie w lewo układ pracuje jako standardowa matryca CCD.

krzemu. Proces ten może zachodzić wtedy, gdy transferowany elektron ma wystarczającą energię do przeniesienia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Wówczas istnieje niezerowe prawdopodobieństwo wygenerowania dodatkowej pary  $e^-h^+$ . Zjawisko to jest źródłem dodatkowego szumu w CCD i nazywane jest fałszywym ładunkiem [29]. W EMCCD proces ten jest wykorzystywany do powielania ładunku.

Powielanie następuje w rejestrze horyzontalnym, który jest znacznie dłuższy niż liczba kolumn (rys. 21). Pierwsza część rejestru (o liczbie pikseli równej liczbie kolumn) wykonywana jest jako standardowy rejestr trójfazowy. Jego przedłużenie tzn. rejestr powielający też jest taktowany trójfazowo, lecz pomiędzy bramką  $\Phi_1$  i  $\Phi_2$  wstawia się dodatkową bramkę  $\Phi_{DC}$  o stałym potencjale, około  $1/3 + 1/2$  potencjału bramek  $\Phi_1$  i  $\Phi_3$  w stanie włączonym ( $\sim +10V$ ). Powielenie następuje podczas przesuwu spod bramki  $\Phi_1$  pod bramkę  $\Phi_2$ . Wówczas potencjał bramki  $\Phi_1$  obniża się aż bramka będzie w stanie „zamknięta”. W tym czasie potencjał bramki powielającej  $\Phi_2$  szybko narasta do  $+20V \div +30V$ . Duża różnica potencjału pomiędzy bramką  $\Phi_{DC}$  a bramką  $\Phi_2$  powoduje dodanie elektronom znacznej energii kinetycznej. Prawdopodobieństwo wygenerowania dodatkowej pary elektron-dziura istotnie rośnie. Przesuw spod bramki  $\Phi_2$  pod bramkę  $\Phi_3$  odbywa się w sposób typowy dla schematu trójfazowego. Potencjał bramki  $\Phi_2$  jest obniżany do wartości odpowiadającej „zamknięciu”

bramki a potencjał bramki  $\Phi_3$  narasta do standardowej wartości w stanie „włączenia”. Napięcie powielające ustawia się tak, aby prawdopodobieństwo  $g$  generacji pary  $e^-h^+$  było niewielkie  $g \sim 1\%$ . Całkowity współczynnik wzmocnienia dla rejestru powielającego wynosi  $G = (1+g)^N$ , gdzie  $N$  jest liczbą pikseli rejestru powielającego.  $N$  jest bardzo duże, od 400 do 4000. Dla  $g = 0.01$  i  $N = 1024$  całkowite wzmocnienie rejestru  $G \approx 2.5 \cdot 10^4$ . Za względu na długi czas odczytu, EMCCD wykonywane są w architekturze albo przesuwu ramki, albo odczytu międzyliniowego. Taktowanie rejestru w schemacie 3-fazowym pozwala na wybór kierunku przesuwu. EMCCD wyposażone są w dwa węzły wyjściowe, jeden na początku rejestru horyzontalnego, drugi na końcu rejestru powielającego. Jeśli rejestr horyzontalny jest taktowany tak, że przesuw odbywa się w kierunku rejestru powielającego, wówczas układ pracuje jako EMCCD. Przy taktowaniu w przeciwnym kierunku urządzenie pracuje jako standardowe CCD.

W wielu zastosowaniach EMCCD są w stanie zastąpić ICCD. Jednakże mają swoje ograniczenia. Po pierwsze detekcja światła następuje za pomocą zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego. Rozkład spektralny wydajności kwantowej jest taki sam w trybie CCD jak i w trybie EMCCD. Po drugie EMCCD nie nadają się do rejestracji szybkich zjawisk. Nawet w układzie z migawką elektroniczną, minimalny czas otwarcia będzie wynosił ponad  $1 \mu s$  wobec  $500 ps$  dla ICCD. Po trzecie czas odczytu mat-



rycy jest znacznie dłuższy w trybie EMCCD niż w trybie CCD. Na przykład dla detektora 1024×1024 pikseli oraz długości rejestru powielającego 1024 pikseli, w trybie normalnym odczyt części pamiętającej matrycy (512×1024) wymaga 524 288 przesuwów. Po włączeniu rejestru powielającego liczba ta wzrasta do 2 097 152. ICCD pozwalają zarejestrować większą liczbę obrazów w ciągu sekundy.

### Obrazowanie w kolorach

Fotografia cyfrowa oraz filmowanie istotnie różnią się od zastosowań naukowo-technicznych. W obu dziedzinach pożądana jest możliwość rejestrowania nie tylko natężenia światła, ale i koloru. Problem został rozwiązany za pomocą maski barwnej pomiędzy pikselem a mikrosoczewką. W przypadku płaskich elementów filtr nanoszony jest bezpośrednio na powierzchnię okienka. W większości przypadków stosowany jest układ Bayera [30]. Filtry RGB dają naturalne odwzorowanie kolorów zgodne z systemem zapisu w komputerach PC i relatywnie łatwa jest synteza kolorów wyglądających naturalnie. Elementy z maską RGB są stosowane komercyjnie w aparatach fotograficznych. Ponieważ jednak każdy filtr przepuszcza tylko około 1/3 pasma widzialnego, czułość kamery w zakresie widzialnym spada do około 30% czułości analogicznego układu monochromatycznego. Dwukrotne zwiększenie częstości występowania filtra zielonego ma za zadanie odwzorować rozkład czułości oka ludzkiego, dlatego też układ ten nazywany jest RGBG. Firma Sony stosuje inny układ tzw. RGBE – czerwony, zielony, niebieski, szmaragdowy, co pozwala zwiększyć rozpiętość tonalną zdjęcia kosztem bardziej skomplikowanego przetwarzania w procesorze obrazu.



Rys 22. Układy filtrów barwnych, jakimi pokrywa się matrycę CCD w zastosowaniach jako kolorowego detektora światła. W aparatach cyfrowych używane są filtry RGB w układzie Bayera [30]. Alternatywnym układem jest układ czterokolorowy CMYG.

W kamerach TV naturalnym odwzorowaniem jest układ CMY ( $C = G + B$ ,  $M = R + B$ ,  $Y = G + R$ ). Ponieważ każdy filtr przepuszcza około 2/3 pasma widzialnego, czułość kamery spada tylko do około 60 – 70% czułości elementu monochromatycznego. Wadą układu CMY jest trudniejsze odwzorowanie naturalnie wyglądających barw obiektu, dlatego został on uzupełniony filtrem zielonym – stąd nazwa układu CMY $G$ . Stosowany był w niektórych aparatach fotograficznych a także (część) w kamerach TV.

### Podsumowanie

Urządzenia ze sprzężeniem ładunkowym przeszły w ciągu 40 lat od wynalezienia bardzo długą ewolucję. Postęp w dziedzinie półprzewodnikowych detektorów obrazujących był oszałamiający. Od ośmiobitowego rejestru w 1970 r. po układy o 16 Megapikselach. Rozwój detektorów obrazujących był i jest

częścią ogólnego postępu techniki półprzewodnikowej oraz jest silnie od niego zależny. Wystarczy wziąć pod uwagę fakt, że obraz trzeba gdzieś przechować. Rozwój kompaktowych cyfrowych aparatów fotograficznych był w równym stopniu uzależniony od postępu w zakresie detektorów jak i od produkcji tanich oraz pojemnych pamięci cyfrowych. Rynek detektorów obrazujących podzielił się na trzy wzajemnie zachodzące na siebie segmenty:

- Segment popularny nakierowany na typowego konsumenta, a więc: aparaty kompaktowe, kamery wideo i kamerki dla komputerów. W tym segmencie zawierają się również elementy liniowe stosowane w skanerach.
- Segment profesjonalny to detektory przeznaczone do zastosowań w nauce, technice, medycynie a także do użytku militarnego.
- Segment specjalny – układy wykonywane na specjalne zamówienie do nietypowej aparatury naukowej.

Segment popularny to detektory kolorowe z kodowaniem 8-bitowym. W tym segmencie własności szumowe są mniej istotne i maksymalna częstość odczytu pikseli to 50 MHz. Najprostsze CCD to układy rozmiarów 324×486 pikseli o architekturze przesuwu ramki. Największe elementy budowane są jako układy z fotodiodą jako detektorem i warstwą mikrosoczewek. Ich rozdzielczość to 1920×1080 z przeznaczeniem do kamer oraz 4000×3000 dla aparatów fotograficznych. Tani element nie może zajmować dużej powierzchni, gdyż w miarę wzrostu rozmiarów uzysk spada szybciej niż wzrost powierzchni detektora. Zwiększenie liczby pikseli odbywa się przez zmniejszenie rozmiaru piksela – obecnie najmniejsze piksele to 5µm×5µm. Firma Fuji opracowała układ Super CCD oparty na założeniu, że bardziej złożone kształty fotodiod pozwolą na lepsze wykorzystanie powierzchni światłoczułej i dadzą lepsze odwzorowanie szczegółów. Układy Super CCD mają piksele w kształcie ośmiokątów o różnych rozmiarach [31]. Sytuacja w segmencie popularnym jest dynamiczna, pojawiają się nowe rozwiązania. Omówienie ich wszystkich to temat na osobny artykuł. Zainteresowany czytelnik wiele informacji na te tematy znajdzie na licznych stronach internetowych i w literaturze poświęconej fotografii cyfrowej.

Dla fizyka znacznie istotniejszy jest segment profesjonalny. W tym segmencie zdecydowanie dominują układy monochromatyczne. Informację o barwie (jeśli jest konieczna) otrzymuje się rejestrując sekwencyjnie obrazy z użyciem dobrze dobranych filtrów wąsko lub szerokopasmowych. W kamerach profesjonalnych odpowiedni układ pryzmatów rozdziela przestrzennie różne obszary widmowe obrazu pozwalając na rejestrację składowych R, G i B przez 3 niezależne detektory CCD. W segmencie profesjonalnym podstawowe znaczenie mają dokładność, liniowość i powtarzalność. Ustalili się pewien standard profesjonalnego CCD wynikający ze stosunku pojemności ładunkowej studni potencjału (proporcjonalnej do powierzchni piksela) do szumów powstających w węzle wyjściowym. Pewien wpływ na ten standard ma wydajność transferu ładunku – większa dla dużych pikseli. Układ jest budowany w architekturze odczytu progresywnego lub transferu ramki. Optymalne rozmiary piksela są pomiędzy 12×12 µm a 25×25 µm. Układy oferują maksymalną częstość odczytu na poziomie kilku MHz. W zastosowaniach profesjonalnych stosuje się zewnętrzny, 16-bitowy przetwornik analogowo-cyfrowy, co ogranicza częstość odczytu do około 200 kHz. Czas odczytu całej matrycy musi być rozsądny, więc nie produkuje się detektorów o rozmiarach więk-



szych niż 4096×4096 pikseli (czas odczytu przy 200kHz to 83s!). Większe detektory wykonywane są jako mozaiki mniejszych układów. W układzie mozaikowym obraz z każdego elementu mozaiki jest odczytywany niezależnie i po zamianie na postać cyfrową jest zapisywany do różnych obszarów pamięci RAM. Procesor sterujący ma dostęp do wszystkich obszarów pamięci i jest w stanie złożyć cały obrazek z jego części składowych.

Typowy, profesjonalny układ CCD ma następujące parametry przy rozmiarach piksela 13μm×13μm (E2V CCD-47-10):

szum odczytu ~ 2e-,  
 pojemność ładunkowa ~105 e-,  
 wydajność transferu ładunku 99.9999%,  
 sygnał ciemny ~300e-/piksel/s w 293 K,  
 ~1.5 e-/piksel/s w 253 K,  
 ~0.01 e-/piksel/s w 223 K,  
 wydajność kwantowa w maksimum 85%.

Wartości te oddziela przepaść od tych dla pierwszych CCD, w których wydajność transferu wynosiła około 98% a sygnał ciemny całkowicie wypełniał studnię potencjału już po 10 ms.

W artykule pominięto całkowicie zagadnienie opracowania obrazu, to znaczy metod potrzebnych do tego, by na podstawie zarejestrowanego sygnału odtworzyć rzeczywisty rozkład oświetlenia CCD. Problem nie jest łatwy z wielu powodów i jego szczegółowe omówienie wymagałoby osobnego artykułu. Wspomnimy tylko o głównych trudnościach. Najważniejszym problemem są niejednorodności wydajności kwantowej. Nie da się wyprodukować identycznych pikseli. W początkowym okresie rozwoju CCD różnice wydajności kwantowej dochodziły do 80% wartości średniej. Obraz musi być więc skorygowany na sygnał ciemny a następnie wyrównany do „płaskiego pola”. Do tego potrzebna jest tzw. klatka wyrównawcza. W zastosowaniach astronomicznych, klatki wyrównawcze są rejestrowane przed i po obserwacjach – o świcie i zmierzchu. W urządzeniach laboratoryjnych klatka wyrównawcza jest rejestrowana rzadko i przechowywana jest w pamięci procesora obrazu kamery. Cała procedura wymaga niemałych mocy obliczeniowych. W przypadku kamer kolorowych dodatkowo musi być wykonana interpolacja kolorów, balans bieli itd. Bez mikrokomputerów CCD byłyby tylko ciekawostką, a nie urządzeniem tak szeroko rozpowszechnionym w naszym otoczeniu. Rozwój całej mikroelektroniki, którego częścią jest ewolucja detektorów CCD całkowicie odmienił nasze życie.

## Literatura

- [1] G.E. Smith „The invention and early history of the CCD” in *Radiation Imaging Detectors 2008 – Proceedings of the 10th International Workshop on Radiation Imaging Detectors* ed. S. Nenonen, D. Hannikainen, R. Orava, H Lipsanen, I. Suni Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: 607 (2009) 1-6 doi:10.1016/S0168-9002(01)01698-9, zobacz również Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: 471 (2001) 1-5
- [2] [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2009/sciback\\_phy\\_09.pdf](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2009/sciback_phy_09.pdf)
- [3] I. McLean „*Electronic imaging in astronomy: detectors and instrumentation*”, Wiley-Praxis series in astronomy and astrophysics. J. Mason ed. (Wilay & Sons and Praxis Publishing 1997) ISBN 0-471-96972-9
- [4] *Joint Special Issue on Charge Transfer Devices*, IEEE Trans. Electron Devices ED-23 No. 2 (1976)
- [5] zob <http://www.stsci.edu/hst/stis/design/detectors/>
- [6] <http://ogle.astrouw.edu.pl/main/main.html>, <http://www.astrouw.edu.pl/index.php/kamera-ccd-lco>
- [7] A. Udalski „*The Optical Gravitational Lensing Experiment. Real Time Data Analysis Systems in the OGLE-III Survey*” Acta Astr. 53, 291, (2003)
- [8] <http://www.science.ca/scientists/scientistprofile.php?pID=129>
- [9] [http://www.invent.org/hall\\_of\\_fame/237.html](http://www.invent.org/hall_of_fame/237.html)
- [10] [http://en.wikipedia.org/wiki/Bubble\\_memory](http://en.wikipedia.org/wiki/Bubble_memory),
- [11] M. Crowell and E. Labuda. „*The silicon diode array camera tube*” Bell Syst. Tech. J. 48, 1481 (1970)
- [12] <http://www.computerhistory.org/semiconductor/timeline/1960-MOS.html>
- [13] U.S. Patent 3,102,230 filed in 1960, issued in 1963
- [14] [http://en.wikipedia.org/wiki/Bucket-brigade\\_device](http://en.wikipedia.org/wiki/Bucket-brigade_device)
- [15] W. Boyle & G. Smith, „*Charge coupled devices*” Bell Syst. Tech. J. 49, 587 (1970).
- [16] G. Amelio, M. Tompsett and G. Smith, „*Experimental verification of the charge coupled device concept*”, Bell Syst. Tech. J. 49, 593 (1970).
- [17] M. Tompsett, G. Amelio and G. Smith, „*Charge coupled 8-bit shift register*,” Appl Physics Letts. 17, 111 (1970).
- [18] Tompsett, M.F. Amelio, G.F. Bertram, W.J., Jr. Buckley, R.R. McNamara, W.J. Mikkelsen, J.C., Jr. Sealer, D.A. „*Charge-coupled imaging devices: Experimental results*”. IEEE Transactions on Electron Devices 18, 992 (1971).
- [19] W. Boyle & G. Smith U.S. Patent 3 792 332 (Filed Apr. 19 1973, issued Feb. 12 1974)
- [20] M.M Blouke, J. R. Janesick, J. E. Hall & M. W. Cowens „*TI 800×800 CCD image sensor*” in *Solid State Imagers for Astronomy*, Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng. (SPIE) 290, 6 (1981)
- [21] Andrzej Olech „*Historia Sony – elektroniczne oko*” [http://www.optyczne.pl/154.1-artykuł-Historia\\_Sony\\_-\\_elektroniczne\\_oko\\_Historia\\_Sony\\_-\\_elektroniczne\\_oko.html](http://www.optyczne.pl/154.1-artykuł-Historia_Sony_-_elektroniczne_oko_Historia_Sony_-_elektroniczne_oko.html)
- [22] U.S. Patent 3 858 232 (Filed Nov. 9 1971, issued Dec. 31 1974) <http://www.google.com/patents/about?dq=3858232>
- [23] <http://www.roperscientific.de/itoccd.html>, <http://www.kodak.com/global/en/service/professional/tib/tib4131.jhtml>
- [24] J.R. Janesick: „*Scientific Charge-Coupled Devices*” (SPIE Press, 2001) ISBN 0-8194-3698-4.
- [25] A. Theuwissen „*Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices*” (Kluwer 1995) ISBN: 978-0-7923-3456-9
- [26] U.S. Patent 3 921 195 (Filed Apr. 8 1974, issued Nov. 18 1975)
- [27] U.S. Patent 4 047 215 (Filed Jan. 31 1975, issued Sept. 6 1977)
- [28] J.R. Janesick, J. Hyneczek & „*A virtual phase imager for Galileo*” in *Solid State Imagers for Astronomy*, Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng. (SPIE) 290, 165 (1981)
- [29] <http://www.roperscientific.de/excelon.html>, [www.andor.com/learning/gigital\\_cameras/?docid=327](http://www.andor.com/learning/gigital_cameras/?docid=327)
- [30] Bryce Bayer U.S. Patent No. 3,971,065 Filed Mar. 5 1975 issued Jul. 20 1976
- [31] [http://en.wikipedia.org/wiki/Super\\_CCD](http://en.wikipedia.org/wiki/Super_CCD)



### Jeśli chcesz wiedzieć więcej

W internecie można znaleźć kilka ciekawych stron www, zawierających animowane ilustracje objaśniające różne aspekty działania i obszary zastosowań CCD. Zawierają one ponadto głębszą analizę zagadnień wspomnianych w artykule. Wszystkie strony są w języku angielskim. Szczególnie godne polecenia są następujące strony:

- [www.roperscientific.de/encyclopedia.html](http://www.roperscientific.de/encyclopedia.html) – zbiór stron przygotowanych przez znanego producenta profesjonalnych kamer ICCD dotyczących CCD i wzmacniaczy obrazu.
- [micro.magnet.fsu.edu/primer/index.html](http://micro.magnet.fsu.edu/primer/index.html) – „*Molecular Expressions™ Optical Microscopy Primer*” – zestaw stron poświęconych współczesnej mikroskopii optycznej, w tym zastosowań CCD w mikroskopii optycznej.
- [learn.hamamatsu.com](http://learn.hamamatsu.com) – „*Hamamatsu Learning Center*” – centrum edukacyjne firmy Hamamatsu, producenta detektorów promieniowania. Szczególnie godne są polecenia dwie zakładki na tej stronie: *Review Articles* oraz *Tutorials*. Zakładka *Tutorials* kieruje do zestawu znakomitych apletów Java, które na interaktywnych animacjach objaśniają większość zagadnień poruszonych w niniejszym artykule.
- [sales.hamamatsu.com/en/support/application-notes.php](http://sales.hamamatsu.com/en/support/application-notes.php) – zawiera spis hiperłączy do artykułów bardziej zaawansowanych niż te zawarte w „*Learning Center*”. Szczególnie warte polecenia są dwa artykuły: „*Characteristics and use of FFT-CCD*” oraz „*Characteristics and use of back-thinned TDI-CCD*”
- [www.ccd.com/ccdu.html](http://www.ccd.com/ccdu.html) „*CCD University*” – zestaw artykułów przygotowanych przez firmę Apogee Instruments Inc. omawiających własności CCD pod kątem zastosowań astronomicznych.



## POEZJE PROFESORA RYSZARDA HORODECKIEGO FIZYKA-POETY

Dzisiaj drukujemy czwarty wiersz fizyka-poety profesora Ryszarda Horodeckiego zarówno po polsku, *Pan Sum przed inkwizycją*, jak też i po angielsku, *Mr Sum before the Inquisition*, w tłumaczeniu Jean Ward. Wiersz pochodzi z dwujęzycznego tomu wierszy „Sum ergo cogito (Impresje poetyckie Poetic Impressions)”, Wydawnictwo „Marpress” Gdańsk 2009.

### Pan Sum przed inkwizycją

Za sprawą niezbadanych kaprysów historii  
Pan Sum  
znalazł się na indeksie

urzędowi inkwizytorzy  
stawiają go pod murem alternatywy

będzie milczał jak Galileusz  
i żył godnie w odosobnieniu  
albo wyprze się teorii  
wymuszonego rozpadu

Pan Sum nie ma ochoty iść na stos  
gra na zwłokę  
cierpliwie tłumaczy przesłanki  
wyjaśnia nieporozumienia

według niego  
obserwowany rozpad  
nie da się wytłumaczyć  
metafizyką utopii  
ideą moralności

w rzeczywistości *homo sapiens*  
to osobliwy biosystem  
czuły na informacje  
ukrytą  
w sygnałach

w optymalnym zakresie  
dajmy na to  
– subtelne e-moll  
– burzliwe *cantio*  
– harmonia sfer  
– geometria Notre-Dame  
zachowuje się po ludzku  
(w potocznym tego słowa znaczeniu)

ucieczka z optimum  
powiedzmy  
– skowyt ekstazy  
– obsesje Kaina  
– twarz zemsty  
– topologia konwulsji  
– geometria przepaści  
aktywuje gen rozpadu

### Mr Sum before the Inquisition

By one of history's unfathomed whims  
Mr Sum  
found himself on the Index

the official inquisitors  
stand him against the wall of an alternative

keep quiet like Galileo  
and live in honourable isolation  
or renounce the theory  
of constrained decay

Mr Sum isn't keen to go to the stake  
he plays for time  
patiently explains premises  
clarifies misunderstandings

as he sees it  
the observed decay  
cannot be explained  
by the metaphysics of utopia  
or the idea of morality

in reality *homo sapiens*  
is a peculiar biosystem  
sensitive to the information  
hidden  
in signals

in the optimal range  
let's say  
a subtle E minor  
a stormy *cantio*  
the music of the spheres  
the geometry of Notre Dame  
he behaves – well, basically  
like a human being

the flight from the *optimum*  
let's say  
the howl of ecstasy  
the obsessions of Cain  
the face of revenge  
the topology of convulsions  
the geometry of the abyss  
activates the gene of the decay



świadomość  
plącze się ze światem  
w sposób  
nieodwracalny  
i bezbronnie imię  
osuwają się  
w pojemną otchłań

\*

mimo niewątpliwych zalet  
(prostota siła predykcji)  
teoria wymuszonego rozpadu  
budzi  
skrajne emocje

tak zawsze – Salvatio –  
głuchy dialog  
dopóki nie nadleci  
siódmy jeździec  
wielomówna amazonka

Natura

consciousness  
tangles with the world  
in a way that is  
irreversible  
and his defenceless name  
sinks  
into capacious oblivion

\*

despite undoubted advantages  
(simplicity predictive power)  
the theory of constrained decay  
arouses  
extremes of emotion

so always – Salvatio –  
a dialogue of the deaf  
as long as the seventh horseman  
fails to arrive  
the much-telling Amazon

Nature



# Modelowanie ab initio powierzchni GaN(0001) za pomocą metody funkcjonału gęstości (DFT)

Stanisław Krukowski<sup>1,2</sup>, Paweł Kempisty<sup>1</sup> i Paweł Strąk<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Instytut Wysokich Ciśnień, Polska Akademia Nauk, ul. Sokołowska 29/37, 01-142 Warszawa, Polska*

<sup>2</sup>*Interdyscyplinarne Centrum Modelowania Materiałów, Uniwersytet Warszawski, ul. Pawińskiego 5a, 02-106 Warszawa, Polska*

*Streszczenie:* Omówiono stan i znaczenie badań powierzchni GaN (0001) dla rozwoju podstaw fizycznych azotkowych technologii optoelektronicznych. Sposoby modelowania powierzchni za pomocą metody DFT w tym jej sformułowanie i zastosowanie do modelu slabu powierzchni GaN (0001) zostały pokrótce wyjaśnione. Przedstawiono podstawy modelowania wpływu domieszkowania półprzewodnika na własności powierzchni poprzez kontrolę elektrycznych pól przypowierzchniowych. Omówiono wyniki dotyczące czystej powierzchni GaN(0001), w tym jej strukturę i własności elektronowe. Wyjaśniono występowanie zjawiska Starka stanów powierzchniowych (Surface States Stark Effect – SSSE) i jego wpływ na energie stanów powierzchniowych i zagięcie pasm przy powierzchni. Wykazano, że pinning stanów powierzchniowych może zachodzić przy ich zmianie energii względem energii pasmowych. Ponadto omówiono modele adsorpcji równowagowy i kinetyczny na przykładzie adsorpcji wodoru, i azotu. Wykazano, że modele te dają spójny obraz powierzchni GaN (0001) w metodach wzrostu przy użyciu amoniaku – powierzchnia ta jest pokryta rodnikami NH<sub>2</sub>.

## Ab initio modeling of GaN(0001) surface by Density Functional method (DFT)

*Abstract:* The present state and the importance of the investigations of GaN(0001) surface for the development of physical foundations of nitride optoelectronic technologies are discussed. Surface modeling techniques by DFT method, including its formulation and application to slab models of GaN (0001) surface are shortly explained. The foundations of the simulation of the influence of doping of bulk semiconductors on surface properties by electric subsurface field control are introduced. The results concerning clean GaN (0001) surface, including its structure and electronic properties are discussed. The existence of Surface States Stark Effect (SSSE) and its influence on the energy of surface states energy and band bending is explained. It was shown that Fermi energy pinning occurs at the change of the relative energies of surface and band states. Additionally, the models of the adsorption: equilibrium and kinetic was discussed on example adsorption of hydrogen and nitrogen. It was proved that these models give coherent picture of GaN (0001) surface in ammonia based growth methods – the surface is covered by NH<sub>2</sub> radicals.

## I. Wprowadzenie

Azotki galu (GaN), aluminium (AlN) i indu (InN) i ich roztwory stałe stanowią podstawę rozwoju najszybciej rozwijającej się dziedziny fizyki i technologii półprzewodników: optoelektroniki krótkofalowej [1]. Celem rozwoju tej dziedziny nauki i technologii jest uzyskanie wysokowydajnych, półprzewodnikowych źródeł światła w zakresie zielonym, niebieskim i bliskiego nadfioletu. Przyrządy takie są bardzo interesujące ze względu na potencjalnie ogromne możliwości zastosowań, poczynając od efektywnego oświetlenia do zaawansowanych zastosowań technicznych w dziedzinie zapisu danych czy też detekcji określonych substancji. Dla uzyskania efektywnych źródeł światła materiały takie powinny spełniać szereg warunków. Podstawą do konstrukcji

takich urządzeń może być zespół kryształów półprzewodników o prostej przerwie energetycznej. Warunek efektywnej emisji wklucza półprzewodniki o skośnej przerwie energetycznej, w których nie można uzyskać wysokiej sprawności emisji optycznej. Optymalnym rozwiązaniem jest więc zastosowanie takiej grupy związków półprzewodnikowych, których proste energie przerwy energetycznej obejmowałyby całość widma widzialnego, i ponadto jak największą część widma niewidzialnego dla oka ludzkiego: promieniowania nadfioletowego i podczerwonego. W celu otrzymania konkretnej energii emisji stosuje się kryształy mieszane półprzewodników. Wymagane jest więc, aby taki zespół tworzyły związki półprzewodnikowe łatwo mieszające się. W praktyce oznacza to, że muszą to być półprzewodniki związków pokrewnych chemicz-



nie, najczęściej są to związki pierwiastków z tej samej kolumny układu okresowego. Wymóg posiadania prostej przerwy wyklucza półprzewodniki elementarne, tzn. kryształy pierwiastków grupy IV układu okresowego: diament, krzem, german i ich związki, dominujące w typowych zastosowaniach elektronicznych. Innymi naturalnymi kandydatami były związki półprzewodnikowe II-VI: związki selenu i cynku oraz pokrewne [2]. Półprzewodniki te spełniają podstawowy warunek prostej, szerokiej przerwy energetycznej i dają możliwość mieszania w celu uzyskiwania kryształów o składach pośrednich dla uzyskiwania pożądaných energii emisji optycznej. Inną potencjalnie obiecującą grupą związków półprzewodnikowych są azotki metali grupy III: aluminium, galu i indu. Półprzewodniki te również spełniają podstawowe wymagania dotyczące przerwy energetycznej oraz możliwości uzyskiwania składów mieszanych [3-7].

Oczywiście podane powyżej warunki nie wypełniają całego katalogu własności fizycznych, niezbędnych do konstrukcji wysokowydajnych półprzewodnikowych źródeł światła, w tym źródeł wysokiej mocy. Dodatkowe, niezbędne warunki efektywnej pracy wymagają możliwości uzyskiwania półprzewodników typu n i p, a więc takich, w których rolę nośników pełnią elektrony i dziury odpowiednio. Wymagane jest również uzyskanie złącza p-n, którym uzyskuje się efektywną radiacyjną rekombinację obydwu rodzajów nośników i emisję fotonów. Złącze takie powinno zachowywać swe własności podczas tysięcy godzin nieprzerwanej pracy.

Dodatkowym rozwiązaniem, sprzyjającym uzyskiwaniu wysokich sprawności emisji optycznej jest lokalizacja nośników w studniach kwantowych I rodzaju – płaskich dwuwymiarowych warstwach półprzewodnika o nieco mniejszej energii przerwy pozwalającej na lokalizację obydwu rodzajów nośników i zwiększenie prawdopodobieństwa ich rekombinacji z emisją fotonu [8,9]. Mniejszą przerwę uzyskuje się w wyniku zastosowania większej koncentracji półprzewodnika o niższej przerwie energetycznej w mieszanym materiale studni. Lokalizacja w studni powoduje kwantyzację poziomów zarówno elektronów jak i dziur. W przypadku laserów warunki emisji wymuszonej wymagają dokładnie tej samej energii przejść, co narzuca warunek jednorodnej grubości studni. Oznacza to, że należy uzyskiwać atomowo gładkie powierzchnie studni, charakteryzujące się skokową zmianą własności. Struktura taka powinna pozostać niezmienną podczas całego okresu nieprzerwanej pracy przyrządu.

Innym istotnym warunkiem jest wymóg odprowadzenia dużej ilości ciepła z obszarów o wysokim natężeniu prądu elektrycznego [10]. Narzuca to wymóg odpowiednio wysokiego przewodnictwa cieplnego głównych elementów konstrukcji przyrządu. Ponadto należy unikać transformacji prądu elektrycznego w energię cieplną, zarówno na skutek oporu elektrycznego jak i zjawisk rekombinacji niepromienistej. Zjawisko wydzielania ciepła związane z oporem elektrycznym zachodzą zarówno w obszarach półprzewodników typu n jak i p oraz na kontaktach. W przypadku obszarów półprzewodnika narzuca to zastosowanie odpowiedniego domieszkiowania obydwu obszarów, pozwalającego na uzyskiwanie wysokiej koncentracji nośników większościowych przy zachowaniu ich wysokiej ruchliwości. Natomiast opór na kontaktach należy zredukować poprzez zastosowanie odpowiednich materiałów do ich konstrukcji, głównie odpowiednich metali.

Wymóg redukcji szybkości rekombinacji niepromienistej jest zagadnieniem kluczowym dla sprawności przyrządów optoe-

lektronicznych. Obok już opisanych rozwiązań technicznych polegających na zastosowaniu odpowiednich struktur studni kwantowych czy dodatkowych rozwiązań, takich jak warstwa blokująca elektrony, należy usunąć lub zredukować obecność centrów rekombinacji niepromienistej, takich jak defekty punktowe i rozciągłe. Oznacza to min. redukcję gęstości dyslokacji, które są istotnym centrum rekombinacji niepromienistej w podobnych przyrządach, takich jak diody i lasery czerwone, opartych na strukturach arsenków i fosforków galu i aluminium [11].

Niewątpliwy sukces badań nad uzyskaniem czerwonych diod i laserów spowodował podjęcie prac nad otrzymaniem diod i laserów emitujących w zakresie widma zielonego, niebieskiego i bliskiego nadfioletu. Idealnym rozwiązaniem wydawało się oparcie rozwoju tych urządzeń na związkach półprzewodnikowych II-VI, w których decydującą rolę odgrywał selenek cynku ZnSe. Atutem tego związku była szeroka, prosta przerwa energetyczna, wystarczająca do uzyskania emisji w brakującym zakresie widma, tzn. zieleni, niebieskiego i fioletowego. Dodatkowym atutem była możliwość efektywnego domieszkiowania na typ n oraz typ p a ponadto łatwość uzyskiwania składów mieszanych np. z CdSe. Otrzymywano struktury kwantowe o wysokiej jakości krystalograficznej charakteryzujące się gładkimi powierzchniami studni. Sprzyjały temu stosunkowo niskie temperatury wzrostu warstw oraz dostępność podłoża o wysokiej jakości i rozmiarach. Było to spowodowane głównie niezbyt wysokimi temperaturami wymaganymi dla prowadzenia procesów krystalizacji, co wiązało się ze stosunkowo niskimi energiami wiązania atomów w strukturach krystalicznych związków II-VI [12].

Jednakże niska energia wiązania powodowała powstawanie poważnych problemów w konstrukcji tych przyrządów, co spowodowało zarzucenie programów ich rozwoju. Jednym z problemów była niskie przewodnictwo cieplne, co powodowało łatwe nagrzewanie się struktur. Poważniejszym problemem była związana z tym możliwość dyfuzji atomów w sieci półprzewodników oraz możliwość tworzenia defektów zarówno defektów punktowych jak i dyslokacji. W wyniku zachodzenia tych procesów ulegały rozmyciu struktury studni kwantowych, a ponadto tworzyły się defekty, zarówno defekty punktowe jak i dyslokacje [13]. Obecność defektów wzmagala rekombinację niepromienistą powodując intensywne wydzielanie ciepła. Ponieważ materiały te charakteryzują się stosunkowo niskim przewodnictwem cieplnym, wydzielanie ciepła powoduje silny lokalny wzrost temperatury, co skutkuje gwałtownym przyspieszeniem procesów dyfuzji i powstawania defektów. W efekcie struktura przyrządu ulega szybkiej degradacji. Opisane procesy powodowały stosunkowo szybki rozpad struktury przyrządów, co spowodowało zarzucenie badań i rozwoju technologii przyrządów opartych na związkach półprzewodnikowych II-VI.

Decydującym czynnikiem powodującym zaniechanie badań nad strukturami opartymi na związkach II-VI był szybki postęp badań nad konkurencyjnymi związkami azotków metali grupy III: GaN, AlN i InN oraz ich roztworów stałych. Azotki metali grupy III były znane już od lat 60-tych jako potencjalne materiały do konstrukcji przyrządów emitujących w zakresie światła zielonego, niebieskiego i bliskiego nadfioletu. Otrzymane wartości przerw energetycznych, równe 6.28 eV dla AlN, 3.47 eV dla GaN oraz 0.7 eV dla InN, pokrywają te zakresy widmowe [4-7]. Ponadto stwierdzono, że otrzymywanie kryształów i warstw miesza-



nych tych związków jest stosunkowo łatwe, przynajmniej w pewnym, ograniczonym zakresie składów, bliskich czystemu związkowi chemicznemu. Jednak podstawową trudnością przedstawiało otrzymanie typu p, poprzez odpowiednie domieszkowanie. Próby uzyskiwania typu p zarówno GaN jak i InN zostały zakończone niepowodzeniem. Blokowało to konstrukcję złącz typu p-n, niezbędnych dla uzyskiwania przyrządów o wysokiej wydajności. Alternatywne przyrządy oparte na złączach metal-półprzewodnik charakteryzują się niską wydajnością konwersji elektryczno-optycznej, a więc nie mogą być użyte jako wydajne źródła światła. Istniało przekonanie że otrzymanie materiałów typu p jest blokowane przez autokompensację akceptorów przez wbudowywanie donorów, korzystne energetycznie ze względu na zysk w postaci zysku energii uzyskiwanej przez przejście elektronu z poziomu donorowego na akceptorowy, co miało kompensować wyższą energię tworzenia defektu donorowego.

Podstawowa ta bariera została jednak przełamana przez odkrycie przez Hiroshi Amano i Isamu Kasaki, w 1989 roku, aktywacji akceptorów magnezowych w GaN poprzez naświetlanie elektronami próbek GaN domieszkowanych Mg, osadzanych na podłożu szafirowym [15]. Okazało się, że czynnikiem uniemożliwiającym uzyskiwanie typu p było tworzenie kompleksów Mg z wodorem, obecnym w układzie na skutek stosowania amoniaku jako źródła aktywnego azotu w procesach wzrostu warstw GaN. Wodór tworzy kompleks z domieszką podstawieniową Mg znajdującą się w węźle Ga sieci GaN. W wyniku tego Mg, który jest akceptorem w kryształach GaN, tworzy kompleks elektrycznie neutralny, co uniemożliwia otrzymanie typu p. Naświetlanie elektronami umożliwiło rozbitcie kompleksów Mg-H oraz usunięcie wodoru z kryształu, co spowodowało powstawanie obszarów o przewodnictwie dziurowym. Ponieważ ogromna większość warstw azotkowych powstaje w technikach wzrostu, takich jak MOVPE, HVPE lub NH<sub>3</sub>-MBE, w których źródłem aktywnego azotu jest amoniak, wynik ten umożliwił zastosowanie wysoce efektywnych metod epitaksjalnych do konstrukcji przyrządów bipolarnych, opartych na złączach p-n.

Kilka lat później Shuji Nakamura odkrył proces aktywacji akceptorów poprzez wygrzewanie GaN domieszkowanego Mg w atmosferze nie zawierającej wodoru w temperaturze bliskiej 800°C [15]. Odkrycie to umożliwiło przemysłowe zastosowanie przyrządów azotowych. Ogromnym ułatwieniem było również odkrycie przez tego samego badacza dramatycznego zwiększenia wydajności świecenia układów opartych na strukturach mieszanych GaInN [16]. Odkrycie to pozwoliło na masową produkcję diod elektroluminescencyjnych (Light Emitting Diodes - LEDs), w oparciu o warstwy azotków osadzane na podłożu szafirowym. Należy podkreślić, że pomimo ciągłych, kilkanaście lat trwających badań natura drastycznego zwiększenia wydajności struktur opartych na GaInN nie została wyjaśniona [17,18].

Uzyskanie takich wydajności było tym bardziej zaskakujące, że struktury diod LED, skonstruowane na podłożach szafirowych, charakteryzowały się gęstościami dyslokacji około 10<sup>8</sup> cm<sup>-2</sup>. Otrzymanie takich gęstości było znaczącym postępem w porównaniu ze strukturami osadzonymi bezpośrednio na azotkach, które mają gęstości dyslokacji o około 3 rzędy wielkości wyższe. Obniżenie gęstości dyslokacji uzyskano w wyniku zastosowania warstw buforowych, GaN lub AlN, osadzanych w niskiej temperaturze i wygrzewanych przed etapem zasadniczego wzrostu. Jed-

nak takie struktury posiadają gęstość dyslokacji, która zgodnie z wynikami dotyczącymi diod czerwonych, powinna całkowicie uniemożliwiać efektywną emisję optyczną. Dyslokacje są efektywnymi centrami rekombinacji niepromienistej powodującymi ogromne wydzielanie ciepła. Natura tej różnicy, pomimo postawienia wielu hipotez i wykonania szeregu badań, nie została wyjaśniona [18].

Szybki postęp w dziedzinie diod LED skłaniał do optymistycznych prognoz do otrzymania wysokowydajnych źródeł promieniowania spójnego, tzn. diod laserowych (laser diodes - LDs). Otrzymanie pierwszego lasera przez Nakamurę w roku 1995 wydawało się potwierdzać te przewidywania [19]. Jednak dalszy rozwój badań negatywnie zweryfikował te prognozy. Okazało się, że mniej wymagająca technicznie dioda LED jest stosunkowo łatwa do uzyskania i do masowej produkcji. Konstrukcja diody laserowej napotkała ogromne trudności, wynikające z szeregu poważnych problemów w technologii przyrządów opartych na azotkach. Podstawowe trudności wynikają ze znacznie wyższego poziomu pobudzenia diody laserowej, co powoduje ogromne wzmocnienie zjawisk nieznacznie wpływających na pracę diody LED. Typowym zjawiskiem jest niekorzystny wpływ dyslokacji na wydajność i stabilność struktury diody LD, generacja dużych ilości ciepła, absorpcja optyczna i problemy z utrzymaniem modu w faliwodzie, intensywne grzanie się zwierciadeł i kontaktów, naprężanie termiczne i sieciowe w strukturze powodują stosunkowo niską wydajność przyrządu i konieczność stosowania wysokich gęstości prądu w celu przekroczenia prognozy.

Wyniki te wskazują na konieczność znaczącego obniżenia gęstości dyslokacji, co wymaga zastosowania podłoża GaN. Jednak występują poważne problemy z uzyskaniem podłoża GaN o wysokiej jakości krystalograficznej. Ze względu na parametry punktu topnienia,  $T_M = 2220^\circ\text{C}$ ,  $pM(N_2) = 60$  kbar, otrzymywanie kryształów GaN ze stopu jest technicznie niemożliwe [20]. Metoda krystalizacji z roztworu, opracowana i wdrożona w IWC PAN w latach 2000-2005 pozwalała na uzyskiwanie kryształów objętościowych GaN o rozmiarach liniowych do 2 cm, i grubości do 200 mikronów, o wysokiej jakości krystalograficznej [21]. Kryształy te charakteryzują się wysoką koncentracją elektronów rzędu  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , co czyni je idealnymi podłożami do wytwarzania diod laserowych wysokiej mocy. Jednak produkcja ich jest trudna i nie wykroczyła poza skalę laboratoryjną. Zastosowanie ich pozwoliło uzyskać w IWC PAN lasery o pracy impulsowej (2001 rok) i pracy ciągłej (2006 rok), o parametrach porównywalnych do laserów otrzymywanych w Japonii, USA czy też w Niemczech. Innym znaczącym osiągnięciem polskich badaczy jest opracowanie i wdrożenie metody amonothermalnej wzrostu monokryształów GaN w firmie Ammono Sp. z o.o. Otrzymywane kryształy są wysokiej jakości, jednak ich wzrost jest stosunkowo powolny, co ogranicza ich dostępność [22]. Alternatywne metody opracowane w laboratoriach Sumitomo i Hitachi zakładają wzrost na podłożach obcych, takich jak szafir lub GaAs, i polegają na złożonej procedurze wzrostu literalnego azotku galu za pomocą metody MOVPE co umożliwia obniżenie dyslokacji [23,24]. Dalszy wzrost za pomocą metody HVPE pozwala uzyskiwać stosunkowo duże podłoża, o gęstości dyslokacji rzędu  $10^5 \text{ cm}^{-2}$ . Obecnie rozwój technologii laserowej jest oparty na tych podłożach.

Innym problemem jest kontrola defektów punktowych i domieszkowanie na typ p. Obecnie jedynym akceptorem



w strukturach azotowych jest magnez, posiadający poziom o energii 180 meV powyżej wierzchołka pasma walencyjnego [25]. Powoduje to problemy z uzyskaniem wysokich koncentracji dziur i konieczność silnego domieszkowania magnezem. Powoduje to także problemy z kontaktami do typu p. Dodatkowo podczas wzrostu wbudowywane są znaczące ilości defektów donorowych, kompensujących Mg [26]. Donory te mogą być centrami rekombinacji niepromienistej [27]. Należy podkreślić, że stosunkowo niskie sprawności przyrządów są podstawowym źródłem problemów, gdyż narzucają pracę przyrządów przy wysokich mocach zasilania, a także duże wydzielanie ciepła, nagrzewanie się kontaktów i stref aktywnych oraz naprężenia termiczne wywołujące silną degradację przyrządów [28].

Najbardziej efektywnym rozwiązaniem jest opanowanie technik wzrostu struktur aktywnych tak, aby znacząco obniżyć moc zasilania przyrządów. Wymaga to kontroli wzrostu warstw azotowych i w szczególności kontroli wbudowywania defektów. Jednak obecnie nie istnieje mikroskopowa teoria wzrostu kryształów, opisująca wbudowywanie defektów podczas wzrostu. Przedstawione prace mają na celu sformułowanie podstaw takiej teorii, w zastosowaniu do wzrostu warstw azotków na powierzchni GaN(0001). Natomiast zastosowanie innych powierzchni nie usunie tego problemu, może jednak zredukować część szkodliwych zjawisk, takich jak kwantowo zlokalizowane zjawisko Starka (Quantum Confined Stark Effect- QCSE) [29-32].

Niezależnie od zastosowań optoelektronicznych, planowany rozwój urządzeń wykorzystujących zjawisko gazu elektronowego 2-d (2 DEG – two dimensional electron gas) będzie związany ze strukturami utworzonymi na tej powierzchni [33]. Dlatego też rozwój badań nad własnościami i procesami zachodzącymi na powierzchni GaN (0001) ma ogromne znaczenie badawcze i aplikacyjne.

## II. Techniki obliczeniowe

W olbrzymiej większości obliczeń związanych z modelowaniem ciała stałego używa się technik opartych na funkcjonale gęstości. Jest to formalizm oparty na równaniu Kohna-Shama pozwalający zamienić wieloelektrodowy problem dla równania Schrödingera na nieliniowe równanie dla pojedynczego elektronu poruszającego się w efektywnym polu innych elektronów [34]. Ceną za to znaczące uproszczenie jest zastosowanie przybliżonych wyrażań na oddziaływania korelacji i wymiany. W sposób istotny obniża to wymagania dotyczące pamięci i mocy obliczeniowych i pozwala zastosować ten formalizm do analizy układów wielu cząstek. Formalizm DFT jest obecnie najbardziej masowo stosowanym podejściem do analizy układów zawierających wiele atomów. W ostatnich latach nastąpił masowy rozwój tej techniki obliczeniowej, zarówno pod względem liczby opracowanych programów, jak i liczby zastosowań do analizy układów fizycznych. Obecnie dostępnych jest ponad 50 różnych programów opartych na metodzie DFT, zarówno ogólnodostępnych jak i programów komercyjnych.

Dodatkowym czynnikiem sprzyjającym zastosowaniu tej metody było opracowanie przybliżenia pseudopotencjału pozwalającego usunąć elektrony rdzeni atomowych z obliczeń i zastąpienie ich poprzez efektywny potencjał rdzenia. Pozwoliło to w znaczący sposób zmniejszyć wymagania dotyczące mocy obliczeniowych, co pozwala obecnie analizować układy zawierające do

około 1000 atomów. Oczywiście rozmiar układu jest funkcją mocy obliczeniowej, podane ograniczenie dotyczy typowych systemów obliczeniowych i rozpatrywanych zadań. Ceną za zastosowanie tych przybliżeń jest zmniejszenie dokładności niektórych wyników, np. otrzymywane wartości przerw energetycznych półprzewodników są systematycznie niższe o około 30% w stosunku do wyników pomiarów.

Programy DFT używają różnych baz funkcji własnych, których kombinacją liniową jest funkcja falowa otrzymanego stanu własnego. Najczęściej używane są bazy fal płaskich lub też orbitali molekularnych. Również w naszych obliczeniach używano tych baz. Używany szeroko program komercyjny VASP jest oparty na koncepcji fal płaskich [37-40], natomiast program ogólnodostępny SIESTA jest oparty na koncepcji bazy orbitali molekularnych [41-43]. Parametryzacja tych baz jest weryfikowana poprzez porównanie wyników obliczeń z wynikami doświadczalnymi. Typowym parametrem służącym do weryfikacji są parametry sieciowe modelowanych kryształów. Uważa się, że błąd rzędu 1% mierzonych wartości parametrów sieciowych potwierdza energetycznie stabilne odtworzenie własności kryształów. Ponadto innym ważnym kryterium jest dokładne odtworzenie własności elastycznych danego materiału [44,45].

## III. Modele powierzchni

Obliczenia DFT własności powierzchni korzystają z metod opracowanych wcześniej do modelowania złożonych cząsteczek lub też do modelowania własności ciał stałych. W pierwszym przypadku są to metody chemii kwantowej, prowadzące do powstania modeli klastrowych, natomiast w drugim przypadku są to układy spełniające periodyczne warunki brzegowe, typowe dla układów krystalicznych.

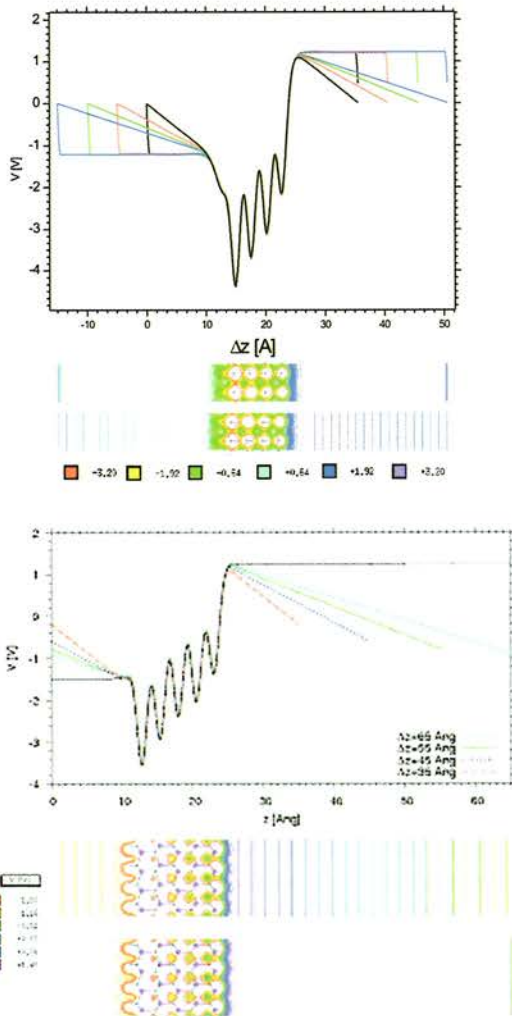
Zastosowanie tych modeli zależy od własności układu oraz od możliwości obliczeniowych systemu komputerowego. W przypadku powierzchni cieczy, zwłaszcza cieczy metalicznych fundamentalne znaczenie ma odtworzenie własności elastycznych, a więc relaksacja układu. Ponieważ model klastrowy daje możliwość efektywnej relaksacji, predysponuje go to więc do symulacji tych układów. Konieczne jest uzyskanie asymptotycznej granicy dużego rozmiaru, co w przypadku metali, gdzie ekranowanie jest efektywne, jest stosunkowo łatwe. Dlatego autorzy stosowali ten model do modelowania procesów na powierzchniach ciekłych metali grupy III: Al, Ga oraz In [45,46].

Do modelowania własności ciał stałych znacznie lepszym rozwiązaniem jest model slabu, płaskiego układu wielu warstw atomowych, spełniającego warunki symetrii względem translacji i obrotów w płaszczyźnie powierzchni. Układ taki, gdy otoczmy go warstwami próżni, spełnia wymagania dotyczące periodyczności w trzech wymiarach, pozwala więc zastosować programy zaprojektowane do modelowania fazy stałej.

Istotną niedogodnością tego podejścia jest obecność dodatkowej sztucznej powierzchni oraz wymóg izolacji kolejnych kopii slabu przez obszar próżni. Wbrew pozorom nie jest to łatwe zadanie. Typowe rozwiązanie przewidywało zastosowanie warstwy próżni o grubości 10 Å, co wystarczało do uzyskania zanedbywalnie małego przekrycia funkcji falowych. Jednak dodatkowym zadaniem było uniknięcie oddziaływania elektrostatycznego. Istotne trudności wynikały z zastosowania periodycznych warunków brzegowych niezbędnych do zastosowania szybkiej transformaty Fou-



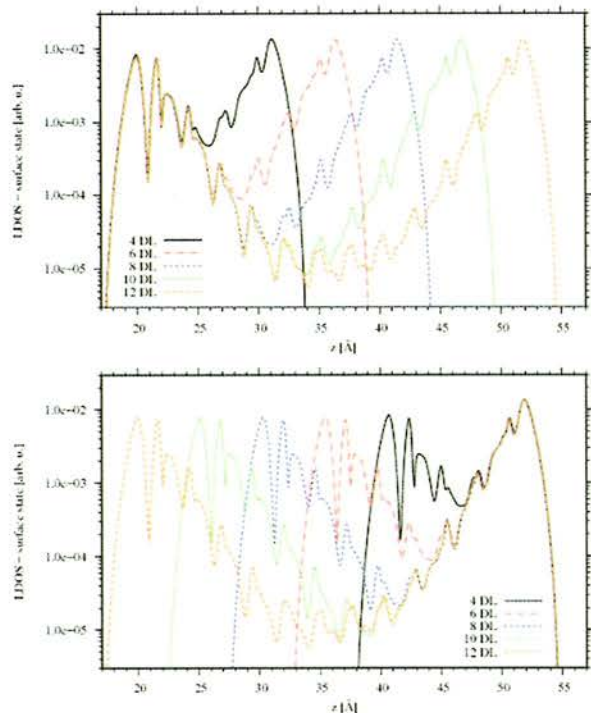
riera (FFT) do rozwiązywania równania Poissona. Ponieważ w większości układów powierzchniowych następuje transfer ładunku do powierzchni, powodując powstanie warstwy dipolowej, w efekcie powstaje pole elektryczne w obszarze próżni kompensujące spadek potencjału w slabie. Ten niefizyczny efekt został zidentyfikowany przez Neugebauera i Schefflera [47], którzy zaproponowali włączenie dodatkowej sztucznej warstwy dipolowej (poprawki dipolowej – dipole correction) w obszarze pustym. Po zastosowaniu poprawki dipolowej uzyskuje się prawidłowy wynik w postaci braku pola w obszarze pustym (płaski profil potencjału – Rys. 1), jednak powoduje to powstanie znacznych problemów związanych ze zbieżnością pętli rozwiązania nieliniowego równania Kohna-Shama (tzw. pętli pola samouzgodnionego – SCF loop). Znacznie lepszym podejściem jest wprowadzenie poprawki w postaci dodatkowego rozwiązania równania Laplace’a opisującego pole jednorodne [48]. Poprawka Laplace’a (Laplace correction) zaproponowana przez autorów pozwala uzyskiwać poprawne fizycznie i dokładne rozwiązanie równania Poissona, znacznie stabilizując zachowanie pętli SCF. Porównanie obydwu wyników pokazane jest na Rys. 1.



Rys. 1. Porównanie rozkładu potencjału elektrycznego w slabie zawierającym 5 warstw atomów Ga – N; lewy wykres – wynik uzyskany przy pomocy metody poprawki dipolowej Neugebauera i Schefflera [1] w programie VASP; prawy wykres – wynik uzyskany przez autorów w programie SIESTA przy użyciu poprawki Laplace’a [48].

Rozwiązanie równania Poissona, nie usuwa wszystkich problemów z zastosowaniem modelu slabu. Dodatkowym innym poważnym problemem jest wpływ powierzchni sztucznej wprowadzonej do zachowania periodyczności układu. Na powierzchni tej powstają dodatkowe stany kwantowe, które oddziałują ze stanami kwantowymi badanej powierzchni. Najczęściej zakładano, że warunkiem wystarczającym jest otrzymanie niezmienniczości ze względu na szerokość slabu. Jednak warunek ten był przestrzegany niezbyt rygorystycznie, co spowodowane było m. in. problemami z otrzymaniem wyników dla grubych slabów.

Wyczerpująca analiza zjawiska przekroczenia funkcji falowych z obydwu została przeprowadzona przez autorów tego artykułu. Otrzymane wyniki zostały opublikowane stosunkowo niedawno [49]. Analiza ta obejmowała znalezienie rozkładu funkcji falowych stanów powierzchniowych w funkcji grubości slabów, co jest pokazane na Rys. 2.



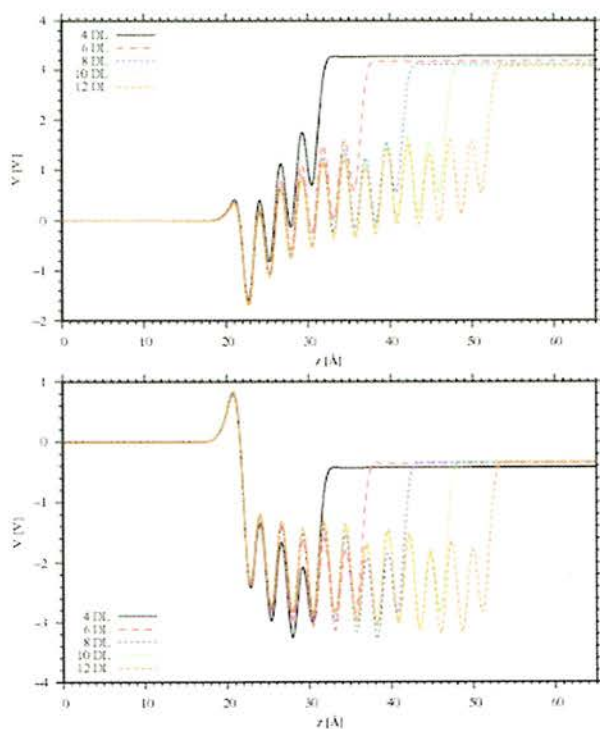
Rys. 2. Profile gęstości elektronów związanych ze stanami powierzchniowymi powierzchni rzeczywistej i sztucznej dla slabów GaN o grubości 4 (czarny ciągły), 6 (czerwony przerywany), 8 (niebieski drobno-kreskowany), 10 (zielony kropkowany) oraz 12 (pomarańczowy szeroko-kreskowany) warstw atomowych. Slaby zostały zakończone przez atomy wodoru na powierzchni sztucznej. Diagramy zostały przesunięte tak, aby dopasować powierzchnię rzeczywistą (dolny) i sztuczną (górny).

Zaprezentowane profile gęstości dla dużych odległości wykazują spadek wykładniczy (liniowy na wykresie) typowy dla rozwiązań równania Schrödingera. W związku z tym nie istnieje silne kryterium, które w sposób jednoznaczny wskazywałoby zadowalająco niski poziom przekroczenia tych funkcji falowych. Nasze dane wskazują że grubość 8 warstw powinna wystarczyć do otrzymania rezultatów wystarczająco dokładnych.

Zjawiskiem, które poddaje w wątpliwość siłę argumentów o asymptotycznej niezmienniczości wyników powierzchniowych, jest powstawanie pola wewnątrz slabu. Jak widać na Rys. 1, pole takie występuje w slabie GaN. Jest ono związane naładowa-



niem stanów powierzchniowych. Po raz pierwszy zjawisko istnienia jednorodnego pola elektrycznego stwierdzili Meyer i Marx w badaniach słabów ZnO [52]. Stwierdzili oni, że powstawanie tego pola wynika z faktu, że równowaga elektryczna układu fermionów wymaga, aby energia Fermiego była identyczna po obydwu stronach słabu. W analizie swej powołali się na wcześniej zaproponowany argument Taskera, który twierdził, że model słabu – ze względu na stałe pole elektryczne – prowadzi do zachowania osobliwego dla dużych grubości [51]. Argument Taskera został również użyty przez C. Noguere, która podobne zjawiska przewidywała w przypadku warstw tlenków [52]. Jednak analiza wykonana przez autorów tego przeglądu wykazała, że wszystkie te przewidywania, za wyjątkiem argumentu o równości energii Fermiego, są błędne [49]. Natomiast, jak pokazano na Rys. 1, przewidywania dotyczące powstania różnicy potencjałów są prawidłowe. Zewnętrzne pole wprowadzone na skutek nieprawidłowego zastosowania warunków brzegowych nie zmienia pola wewnątrz słabu. Co więcej, wyniki wskazują że zachowana jest różnica potencjałów, tzn. pole jest mniejsze dla grubszych słabów (Rys. 3).



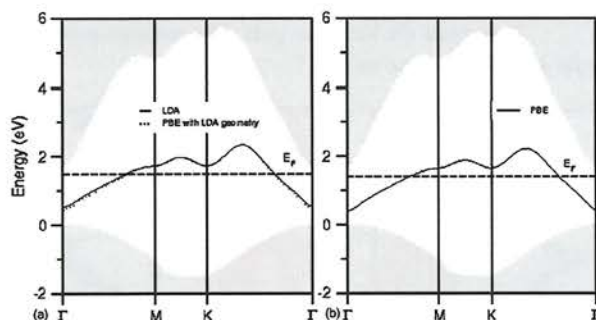
Rys. 3. Rozkład potencjału elektrycznego w słabie (2 x 2) dla dwóch odległości atomów wodoru wysycających złamane wiązania dla powierzchni sztucznej: góra – 1,87Å, dół – 1,07Å, otrzymane w obliczeniach przeprowadzonych za pomocą programu SIESTA, przy zastosowaniu poprawki Laplace'a [49]. Kolor i oznaczenia krzywych – jak na Rys. 2.

Otrzymany wynik wskazuje, że różnica potencjałów jest funkcją niezależną od grubości słabu. Ponadto zmiana położenia atomów wodoru, wysycających złamane wiązania pozwala odwrócić kierunek pola. Oznacza to, że różnica potencjałów jest kontrolowana przez energię stanów powierzchniowych, którą można zmieniać przez zmianę położenia i rodzaju atomów wysycających zerwane wiązania. Szeroko stosowany, zaproponowany przez K. Shiraishi model ułamkowych ładunków atomów wodoru jest więc jedynie szczególnym przypadkiem tej reguły [53]. Ponadto w wyniku tej analizy powstała możliwość zmiany kierunku pola,

a więc modelowania wpływu domieszkowania kryształów półprzewodników na własności powierzchni i przebieg procesów powierzchniowych. Wyniki takie są omówione poniżej.

#### IV. Powierzchnia GaN(0001) - czysta

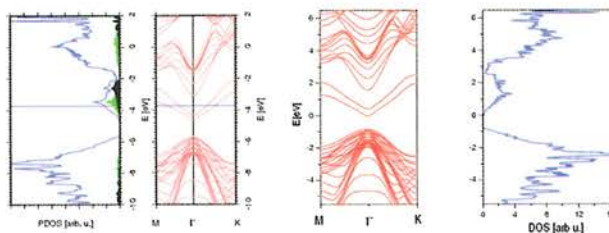
Przez symulację własności czystej powierzchni GaN (0001) będziemy rozumieć modelowanie przypadku powierzchni GaN zakończonej potrójnie związanymi atomami galu, bez obecności innych atomów lub molekuł. Powierzchnia ta była analizowana w kilku pracach, w tym w Rapcewicz et al.[54], Wanga et al. [55] oraz Rosy i Neugebauera [56]. W pracach tych otrzymano zgodne wyniki dotyczące własności strukturalnych powierzchni GaN. Zachowuje ona swą strukturę nie ulegając rekonstrukcji ani znaczącej relaksacji. Jest to zrozumiałe, gdyż silnie związane atomy Ga nie ulegają znaczącym przesunięciom.



Rys. 4. Struktura pasmowa powierzchni GaN(0001) otrzymana w przybliżeniu LDA (a) oraz LDA - PBE(b) w Ref. 56 [56]. Kolor szary oznacza stany objętościowe.

Zupełnie inny obraz wynika z symulacji własności elektronowych powierzchni, w tym struktury pasmowej. W pracach Wanga et al. [55] oraz Rosy i Neugebauera opublikowano strukturę pasmową powierzchni GaN (0001) bez pokrycia. Wyniki były zasadniczo zgodne i przykład jest przedstawiony na Rys. 4.

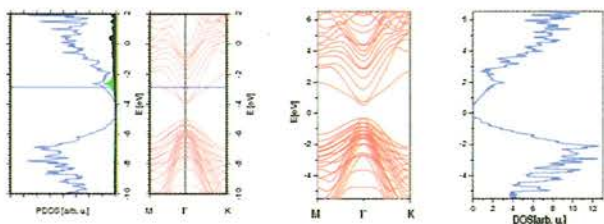
Należy podkreślić, że wyniki te były otrzymane przy zadanej, lecz nie kontrolowanej wielkości pola w słabie. Okazuje się jednak, że energia stanów powierzchniowych zależy od natężenia i kierunku pola. Jest to jeszcze inna odmiana zjawiska Starka, którą oznaczyliśmy jako zjawisko Starka stanów powierzchniowych (Surface States Stark Effect – SSSE). Zjawisko to w tym przypadku powoduje zmianę energii stanów powierzchniowych i objętościowych w przypowierzchniowym polu elektrycznym. Ponieważ stany te są jednak inaczej rozmieszczone w przestrzeni, powoduje ono względne przesunięcie energii stanów pasmowych i powierzchniowych. Zjawisko to jest zilustrowane na Rys 5-7.



Rys. 5. Struktura pasmowa oraz gęstość stanów powierzchni GaN(0001) otrzymana przy użyciu SIESTY (lewy diagram) i VASPA (prawy) dla odległości  $d = 1.5 \text{ \AA}$ . Gęstość stanów H jest oznaczona na czarno, stanów powierzchniowych atomów Ga - na zielono [49].

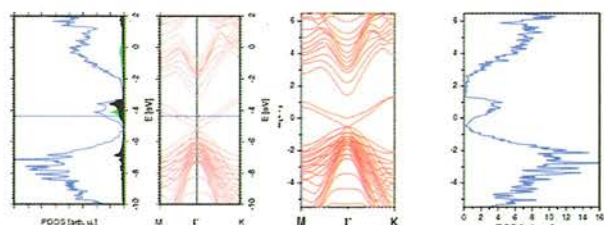


Otrzymana struktura pasmowa odpowiada takiemu położeniu atomów H, dla których pole przypowierzchniowe znika. Dla dodatniego kierunku pola wyniki są przedstawione na Rys. 6.



Rys. 6. Struktura pasmowa oraz gęstość stanów powierzchni GaN(0001) otrzymana w przy użyciu SIESTY (lewy diagram) i VASPA (prawy) dla odległości  $d = 1.0 \text{ \AA}$ . Gęstość stanów H jest oznaczona na czarno, stanów powierzchniowych atomów Ga - na zielono [49].

Natomiast dla kierunku pola skierowanego przeciwnie wyniki są przedstawione na Rys. 7.



Rys. 7. Struktura pasmowa oraz gęstość stanów powierzchni GaN(0001) otrzymana w przy użyciu SIESTY (lewy diagram) i VASPA (prawy) dla odległości  $d = 1.5 \text{ \AA}$ . Gęstość stanów H jest oznaczona na czarno, stanów powierzchniowych atomów Ga - na zielono [49].

Otrzymane wyniki wskazują, że energia stanów powierzchniowych zmienia się na skutek zmiany pola przypowierzchniowego, potwierdzając więc istnienie zjawiska SSSE. Ponadto wykazują, że zachodzi zjawisko pinningu stanów powierzchniowych. Energia Fermiego jest kontrolowana przez wartości energii stanów powierzchniowych. Jednak interpretacja tego zjawiska jest inna niż zaproponowana w pracach Segeva i van de Walle [58–62]. Energia Fermiego zmienia swoje położenie względem energii pasm walencyjnego i przewodnictwa na skutek zachodzenia zjawiska SSSE.

Niezależnie od wyników modelowania przeprowadzono pomiary własności powierzchni GaN(0001). Wyniki te należy jednak traktować z pewną ostrożnością gdyż nie ma przekonującego dowodu, że powierzchnia ta była rzeczywiście czysta [63]. Struktura pasmowa była określana np. za pomocą spektroskopii kątowno rozdzielonej emisji fotoelektronów (Angle Resolved Photoelectron Spectroscopy – ARPES). Wyniki te wskazują na istnienie dwu stanów powierzchniowych – jednego o niskiej dyspersji w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego oraz drugiego o dużej dyspersji położonego w głębi tego pasma [64,65]. Nie jest jasne, czy te stany są wywołane obecnością dodatkowych adatomów na powierzchni, czy też istnieje dodatkowe wyjaśnienie tej rozbieżności.

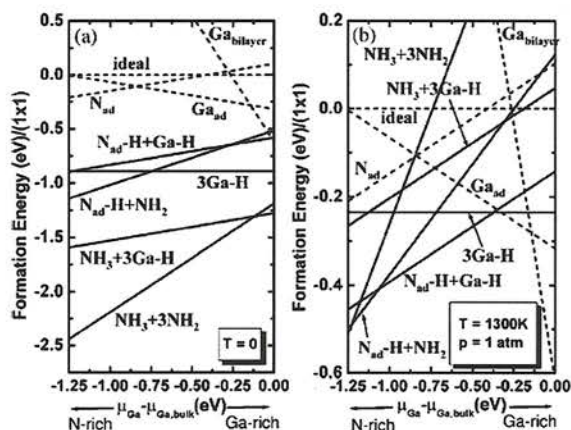
Inne wyniki obejmują zagięcie pasm w pobliżu powierzchni i są one stosunkowo liczne, otrzymane za pomocą kilku różnych technik. Wyniki te wskazują na różne zagięcie pasm obejmujące w zasadzie całą przerwę energetyczną GaN [65–72]. Omówiony powyżej SSSE pozwala wyjaśnić pochodzenie tak

rozbieżnych wyników – jest to wynikiem różnego poziomu domieszkania i różnego natężenia pól elektrycznych przy powierzchni GaN (0001).

## V. Adsorpcja i własności powierzchni GaN(0001)

Wyjaśnienie otrzymanych wyników, nawet dla powierzchni czystej wymaga więc zrozumienia zjawisk adsorpcji różnych substancji na powierzchni GaN (0001). Jest to temat tak bogaty, że wykracza daleko poza ramy tego przeglądu. Dlatego omówimy tylko najważniejsze zagadnienia na przykładzie adsorpcji wodoru i azotu na tej powierzchni.

Podstawowe podejście do modelowania zjawisk adsorpcji i stabilności termodynamicznej zostało oparte na wprowadzeniu pojęcia termodynamicznej stabilności układu w warunkach określonego poziomu potencjału chemicznego na tej powierzchni [73]. Technicznie oznaczało to obliczenie zmiany energii przy usunięciu atomu wodoru lub azotu przy uwzględnieniu jego poziomu chemicznego. Dawało to wykresy zależności różnych konfiguracji układu w funkcji poziomu potencjału chemicznego galu w postaci linii prostych. Przykład wyniku takiej procedury, otrzymany w Ref. 73, został pokazany na Rys. 8.



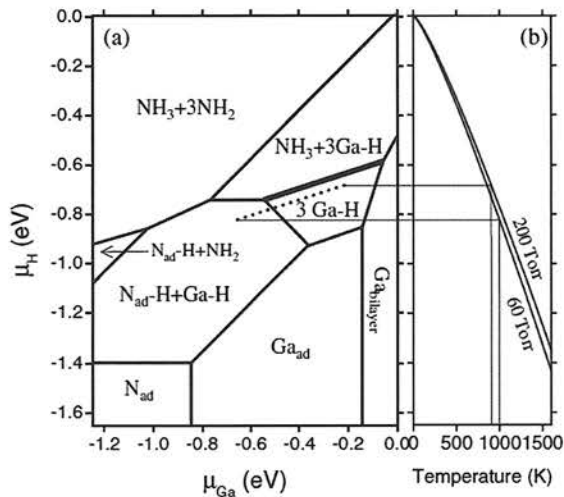
Rys. 8. Energia tworzenia struktury na powierzchni GaN(0001) w funkcji potencjału chemicznego galu: lewy diagram -  $T = 0 \text{ K}$ , prawy diagram -  $T = 1300 \text{ K}$  [73].

W tym sformułowaniu zakładano stały potencjał chemiczny azotu galu, GaN, co pozwalało uwzględnić zmianę potencjału chemicznego azotu jako dopełnienie poziomu chemicznego galu. Podobnie postępując można uwzględnić zmianę potencjału chemicznego wodoru. W efekcie najniższa energia tworzenia wskazuje stabilną termodynamicznie fazę na tej powierzchni, co stanowi podstawę do konstrukcji diagramu fazowego dla tej powierzchni dla zespołu warunków termodynamicznych. Przykład takiego diagramu został zaprezentowany na Rys. 9 [73].

Otrzymane wyniki wskazują, więc, że w zależności od warunków termodynamicznych na powierzchni GaN (0001) występuje kilka stabilnych faz: mieszanina cząsteczek  $\text{NH}_3$  i rodników  $\text{NH}_2$ , mieszanina adatomów N i H oraz rodników  $\text{NH}_2$ , adatomy N lub adatomy Ga. W przypadku warunków szczególnie bogatych w Ga może wystąpić tworzenie warstwy ciekłego galu.

Wyniki te pozwalają określić strukturę i stan chemiczny powierzchni dla określonego poziomu potencjałów chemicznych.





Rys. 9. Diagram fazowy dla powierzchni GaN(0001) w funkcji potencjału chemicznego galu i wodoru [73].

Jednak parametry techniczne opisujące stan układu podczas procesów wzrostu metodą MOVPE lub HVPE nie są takie jak temperatura czy ciśnienie parcjale amoniaku. Powierzchnia GaN w typowej temperaturze wzrostu, około 1000°C, znajduje się w strumieniu cząsteczek amoniaku. Na powierzchni zachodzi ich rozpad, układ więc znajduje się w stanie dalekim od równowagi termodynamicznej. Ostatnio został skonstruowany model kinetyczny pozwalający obliczyć te wartości dla danego ciśnienia parcjalego amoniaku i temperatury [74]. Model ten opiera się na analizie strumieni wodoru i azotu podczas adsorpcji amoniaku i pozwala wyliczyć poziom potencjału chemicznego tych pierwiastków z teorii Hertza-Knudsen. Warunkiem jego zastosowania było określenie bariery energetycznej na adsorpcję amoniaku na powierzchni GaN (0001). Otrzymane wyniki DFT wskazują na brak bariery energetycznej, co wyznacza współczynnik przyklepania równy jedności.

Ponadto analizowano proces utraty części wodoru z adsorbowanych molekuł amoniaku [74]. Wykazano, że proces ten charakteryzuje się niską barierą energetyczną rzędu 0.15 eV. Oznacza to, że w warunkach wzrostu GaN metodą MOVPE lub HVPE zachodzi szybka transformacja układu do pokrycia powierzchni przez rodniki NH<sub>2</sub>.

## VI. Podsumowanie

Otrzymane wyniki wskazują, że możliwe jest modelowanie własności powierzchni półprzewodników w obecności półprzypowierzchniowych przez odpowiednią modyfikację zakończenia tylnej, sztucznej powierzchni slabu. Wykazano, że modyfikacja położenia atomów wodoru pozwala otrzymywać stany powierzchni zarówno typu n jak i typu p.

Opracowane procedury zastosowano do modelowania własności elektronowych czystej powierzchni GaN (0001). Otrzymane wyniki wskazują na istnienie zjawiska Starka stanów powierzchniowych (SSSE) zmieniającego względną energię pasm i stanów powierzchniowych. Wyjaśnia to różne wyniki pomiarów położenia energii Fermiego na powierzchni GaN (0001), pomimo zachodzenie spinningu energii Fermiego przez stany powierzchniowe.

W wyniku analizy procesów adsorpcji wodoru, azotu i amoniaku wykazano, że w warunkach typowych dla wzrostu GaN

metodami MOVPE lub HVPE, a więc w nadmiarze amoniaku, powierzchnia GaN (0001) jest pokryta przez rodniki NH<sub>2</sub>.

## Podziękowanie

Wyniki obliczeń autorów przedstawione w tej pracy zostały otrzymane na komputerach Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania UW. Obliczenia zostały sfinansowane w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego poprzez grant Innowacyjna Gospodarka nr POIG.01.01.02-00-008/08.

## Literatura

- [1] S. Nakamura, G. Fasol, S. Pearton, *The Blue Laser Diodes*, Springer - Verlag Berlin, 1997
- [2] M. Klude, M. Fehrer, D. Hommel, *Physica-Status-Solidi-A*. 180 (2000) 21
- [3] A. Yoshida, *EMIS Datareview Series No23*, published by INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, 1999, p. 31
- [4] M. Leroux and B. Gil, *EMIS Datareview Series No23*, published by INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, 1999, p. 45
- [5] M. Leroux and B. Gil, *EMIS Datareview Series No23*, published by INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, 1999, p. 17
- [6] W. Walukiewicz, *Physica-E*. 20 (2004) 300
- [7] T.S. Cheng, *EMIS Datareview Series No23*, published by INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, 1999, p. 341
- [8] H. Okamoto, *Microelectron. Eng.* 2(1984) 44
- [9] H. Okamoto, *J. Vac. Sci. Technol. B* 3(1985) 687
- [10] P. Perlin, P. Wisniewski, R. Czernecki, P. Prystawko, M. Leszczyński, T. Suski, I. Grzegory, L. Marona, T. Świątlik, K. Komorowska, S. Porowski, *Proc. SPIE* 6184 (2006) 61840H
- [11] H. Kressel, G.H. Olsen, C.J. Nuese *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977) 249
- [12] K. Leonardi, T. Passow, M. Klude, D. Hommel, *J. Cryst. Growth* 227-228 (2001) 650
- [13] E. Roventa, R. Kroger, M. Klude, A. Ueta, G. Alexe, P. Ryder, D. Hommel, *Physica-Status-Solidi-C*. 4 (2004) 1005
- [14] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2-Letters*; 28 (1989) L2112
- [15] S. Nakamura, M. Senoh, T. Mukai, *Jpn. J. Appl. Phys. Part-2-Letters*. 30(10A) (1991) L1708
- [16] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa, *Jpn. J. Appl. Phys. Part-2-Letters*. 31(2B) (1992) L139
- [17] S.F. Chichibu, A. Abare, M. Mack, M. Minsky, T. Deguchi, D. Cohen, P. Kozodoy, S. Fleischer, S. Keller, J. Speck, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, L.A. Coldren, S.P. DenBaars, K. Wada, T. Sota, S. Nakamura, *Mater. Sci. Eng.-B* 59(1999) 298
- [18] S.F. Chichibu, A. Uedono, T. Onuma, B.A. Haskell, A. Chakraborty, T. Koyama, P.T. Fini, S. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra, S. Nakamura, S. Yamaguchi, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki, Jung-Han, T. Sota, *Nature Mater.* 5 (2006) 810
- [19] S. Nakamura, *IEICE Trans. E83-C* (2000) 529
- [20] W. Utsumi, H. Saitoh, H. Kaneko, K. Aoki, O. Shimomura, *Nature Mater.* 2 (2003) 735



- [21] I. Grzegory, *J. Phys.: Condens. Matter* **14** (2002) 11055
- [22] R. Dwiliński, R. Doradziński, J. Garczyński, L.P. Sierżpowski, A. Puchalski, Y. Kanbara, K. Yagi, H. Minakuchi, and H. Hayashi, *J. Cryst. Growth* **310** (2008) 3911
- [23] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, A. Koukitu, H. Seki, *Mater. Sci. Eng.* **B93** (2002) 123
- [24] K. Motoki, T. Okahisa, S. Nakahata, N. Matsumoto, H. Kimura, H. Kasai, K. Takemoto, K. Uematsu, M. Ueno, Y. Kumagai, A. Koukitu, H. Seki, *J. Cryst. Growth* **237-239**(2002) 912
- [25] E. Litwin-Staszewska, T. Suski, R. Piotrkowski, I. Grzegory, M. Boćkowski, J. L. Robert, L. Konczewicz, D. Wasik, E. Kamińska, D. Cote and B. Clerjaud, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) 7960
- [26] P. Prystawko, M. Leszczyński, B. Beaumont, P. Gibart, E. Frayssinet, W. Knap, P. Wiśniewski, M. Bockowski, T. Suski, S. Porowski *Phys. Stat. Sol (b)* **210** (1998) 437
- [27] G. Franssen E. Litwin-Staszewska, R. Piotrkowski, T. Suski, P. Perlin *J. Appl. Phys.* **94** (2003) 6122
- [28] L. Marona, P. Wiśniewski, P. Prystawko, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, P. Perlin, R. Czernecki, M. Leszczyński, *Appl. Phys.-Lett.* **88** (2006) 201111
- [29] D.A. B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, and C.A. Burrus, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 2173
- [30] M.P. Halsall, J.E. Nicholls, J.J. Davies, B. Cockayne, and P.J. Wright, *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 907
- [31] R. Langer, J. Simon, V. Ortiz, N.T. Pelekanos, A. Barski, R. Ander and M. Godlewski, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 3827
- [32] M. F. Schubert, S. Chhajed, J. K. Kim, E.F. Schubert, D.D. Koleske, M.F. Crawford, S.R. Lee, A.J. Fisher, G. Thaler and M.A. Banas, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 231114
- [33] E. Frayssinet, W. Knap, P. Lorenzini, N. Grandjean, J. Massies, C. Skierbiszewski, T. Suski, I. Grzegory, S. Porowski, G. Simin, X. Hu, M.A. Khan, M.S. Shur, R. Gaska, D. Maude, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000): 2551
- [34] B. Delley, *J. Chem. Phys.* **92** (1990) 508, *ibid* **94** (1991) 7245
- [35] N. Troullier and J. L. Martins, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 1993
- [36] N. Troullier and J. L. Martins, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 8861
- [37] G. Kresse and J. Hafner, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 558
- [38] G. Kresse and J. Furthmuller, *Comput. Mat. Sci.* **6** (1996) 15
- [39] G. Kresse and J. Furthmuller, *Phys. Rev. B* **54**, (1996) 11169
- [40] G. Kresse and D. Joubert, *Phys. Rev. B* **59** (1999).1758
- [41] J. M. Soler, E. Artacho, J. D. Gale, A. Garcia, J. Junquera, P. Ordejon, and D. Sanchez-Portal, *J. Phys.: Condens. Matter* **14** (2002) 2745
- [42] P. Ordejon, D. A. Drabold, M. P. Grumbach, and R. M. Martin, *Phys. Rev. B* **48** (1993) 14646
- [43] P. Ordejon, D. A. Drabold, M. P. Grumbach, and R. M. Martin, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 1456
- [44] P. Rinke, M. Winkelnkemper, A. Qteish, D. Bimberg, J. Neugebauer and M. Scheffler, *Phys. Rev. B* **77** (2008) 75202
- [45] S. P. Łepkowski and J. A. Majewski, *Phys. Rev. B* **74**, 35336 (2006)
- [46] Z. Romanowski, S. Krukowski, I. Grzegory, S. Porowski, *J. Cryst. Growth* **189-190** (1998) 159
- [47] Z. Romanowski, S. Krukowski, I. Grzegory, S. Porowski, *J. Chem. Phys.* **114** (2001) 6353
- [48] J. Neugebauer and M. Scheffler, *Phys. Rev. B* **46** (1992) 16067
- [49] S. Krukowski, P. Kempisty, and P. Strąk, *J. Appl. Phys.* **105**, (2009) 113701
- [50] P. Kempisty, S. Krukowski, P. Strąk, and K. Sakowski, *J. Appl. Phys.* **106**, (2009) 054901
- [51] B. Meyer and D. Marx, *Phys. Rev. B* **67**, (2003) 35403
- [52] P. W. Tasker, *J. Phys. C* **12**, (1979) 4977
- [53] C. Noguera, *J. Phys.: Condens. Matter* **12** (2000) R367
- [54] K. Shiraishi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** (1990) 3455
- [55] K. Rapcewicz, M. B. Nardelli, and J. Bernholz, *Phys. Rev. B* **56** (1997) 12725
- [56] F-H. Wang, P. Kruger, and J. Pollman, *Phys. Rev. B* **64** (2001) 35305
- [57] A. L. Rosa and J. Neugebauer, *Phys. Rev. B* **73** (2006) 205346
- [58] P. Kempisty, P. Strąk and S. Krukowski, K. Sakowski, *J. Appl. Phys.* – submitted
- [59] D. Segev and C. van de Walle, *Surf. Sci. Lett.* **601** (2007) L15
- [60] D. Segev and C. van de Walle, *Surf. Sci. Lett.* **601** (2006) L15
- [61] D. Segev and C. van de Walle, *Europhys. Lett.* **76** (2006) 305
- [62] C. G. van de Walle and D. Segev, *J. Appl. Phys.* **101** (2007) 081704
- [63] D. Segev and C. G. van de Walle, *J. Cryst. Growth* **300** (2007) 199
- [64] V. Bermudez – informacja prywatna .
- [65] Y. -C. Chao, C. B. Stagaescu, J. E. Downes, P. Ryan, K. E. Smith, D. Hanser, M. D. Bremser, and R. F. Davis, *Phys. Rev. B* **59** (1999) R15586
- [66] S. S. Dhesi, C. B. Stagaescu, K. E. Smith, D. Doppalaudi, R. Singh, and Th. D. Moustakas, *Phys. Rev. B* **56** (1997) 10271
- [67] C. I. Wu, A. Kahn, N. Taskar, D. Dorman, and D. Gallaher, *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 4249
- [68] J. P. Long and V. M. Bermudez, *Phys. Rev. B* **66** (2002) 121308
- [69] M. Kočan, A. Rizzi, H. Lüth, S. Keller, and U. K. Mishra, *phys. stat. solidi (b)* **234**, (2002) 773
- [70] T. Valla, P. D. Johnson, S. S. Dhesi, K. E. Smith, D. Doppalaudi, and Th. D. Moustakas, *Phys. Rev. B* **59** (1999) 5003
- [71] S. -J. Cho, S. Dogan, S. Sabuktagin, M. A. Reschikov, D. K. Johnstone, and H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 3070
- [72] L. Plucinski, T. Strasser, B. Kowalski, K. Rossnagel, T. Boetcher, S. Einfeldt, D. Homel, I. Grzegory, S. Porowski, B. A. Orłowski, W. Schattke, and R. L. Johnson, *Surf. Sci.* **507-10**, (2002) 223
- [73] S. M. Wistrand, K. O. Magnusson, L. S. O. Johansson, and M. Oshima, *Surf. Sci.* **584** (2005) 169
- [74] J. Neugebauer and C.G. Van de Walle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, (1995) 4452
- [75] S. Krukowski, P. Kempisty, and A. F. Jalbout, *J. Chem. Phys.* **129** (2008) 234705



# Problem upływającego czasu

Tadeusz Pabjan

Centrum Kopernika Badań Interdyscyplinarnych, Kraków

*Streszczenie:* Doświadczenie upływającego czasu jest jednym z najbardziej fundamentalnych aspektów ludzkiego postrzegania świata, które decyduje o podziale czasu na trzy rozłączne kategorie, określane mianem przeszłości, teraźniejszości i przyszłości, i które odpowiada za to, że jedynie teraźniejszym zdarzeniom przyznajemy fizyczną realność, traktując zdarzenia przeszłe jako te, których już nie ma, a przyszłe – jako te, które jeszcze nie nastąpiły. Poprawności takiego rozumienia czasu nie potwierdza szczególna teoria względności, która dostarcza przekonujących argumentów za słusznością tak zwanej blokowej teorii czasu. Z koncepcji tej wynika, że czas w rzeczywistości nie upływa, i że przeszłość i przyszłość istnieją tak samo realnie jak teraźniejszość. Czy można ze sobą pogodzić te dwie, krańcowo różne, interpretacje czasu?

## The problem of the flow of time

*Abstract:* The experience of the flowing time is one of the most fundamental aspects of human perception, which decides about the division of time on three separable classes – the past, the present and the future – and which is responsible for the fact that we are convinced that only the present events are real and we treat both the past and future events as nonexistent. The Special Theory of Relativity does not confirm the correctness of such understanding of time. This theory provides some strong arguments for the so called block theory of time, according to which time does not flow, and both the past and the future exist as really as the present. Is it possible to reconcile with each other these two utterly different interpretations of time?

Fizycy są ludźmi stąpającymi trzeźwo po ziemi. Jeśli nie liczyć tych, którzy zawodowo lub tylko dla rozrywki testują różnego rodzaju maszyny latające, to zazwyczaj nie wykazują oni skłonności do bujania w obłokach. Tego typu nastawienie wynika po większej części z programowego dystansu, z jakim w fizyce podchodzi się do zagadnień, które nie poddają się metodzie matematyczno – empirycznej. I chociaż od dawna wiadomo, że nie da się zrealizować programu pozytywistów, którzy postulowali „oczyszczenie” nauki ze zdań empirycznie nieweryfikowalnych, to wielu przedstawicieli nauk ścisłych – nie tylko fizyków – do dzisiaj odnosi się z podejrzliwością do wszystkich problemów o charakterze filozoficznym – nawet jeśli ich związek z teoriami ścisłe naukowymi jest bezpośredni i oczywisty. Tymczasem od pewnych zagadnień o właśnie takim charakterze nie zawsze łatwo jest się uwolnić. W pewnych przypadkach wystarczy bowiem konsekwentnie interpretować formalizm teorii, aby dojść do wniosków, które nie sposób zaklasyfikować inaczej, jak tylko jako poglądy typowo filozoficzne. Oczywiście, czym innym jest formalizm teorii, a czym innym jego interpretacja – zwłaszcza, jeśli staje się ona interpretacją filozoficzną – ale wiadomo skądinąd, że pozbawienie matematycznego formalizmu jakiegokolwiek interpretacji powoduje nieczytelność samej teorii i utrudnia, a może nawet uniemożliwia, dalszy jej rozwój. Wymownego przykładu na to, jak istotnym elementem teorii jest jej interpretacja, dostarcza historia sporu o mechanikę kwantową, a zwłaszcza te jej epizody, które dotyczą kontrowersji wokół takich pojęć, jak realizm czy lokalność. Interpretacja teorii fizycznej bardzo często staje się interpretacją filozoficzną, i nie wynika to z przyjmowanych w punkcie wyjścia założeń, ale tylko i wyłącznie z cha-

rakteru zagadnień, które ta teoria swoim zasięgiem obejmuje. Jednym z tego typu zagadnień, które od zawsze przykuwały uwagę filozofów, jest problem czasu. Nic dziwnego, że szczególna teoria względności, będąca fizyczną teorią czasu (i przestrzeni) – obfituje w różnego rodzaju interpretacje o charakterze filozoficznym [1].

\*\*\*

Zarówno ludzie nauki, jak i filozofowie, mieli od dawna poważne problemy ze zdefiniowaniem tego, czym jest czas. Wielu z nich doświadczało frustracji św. Augustyna, który już na początku V wieku pisał, że wie, czym jest czas, gdy nikt go o to nie pyta, ale przestaje wiedzieć wtedy, gdy pytającemu usiłuje tę kwestię wytłumaczyć. Oczywiście, problem czasu nie sprowadza się jedynie do sformułowania odpowiedniej definicji, bo w przypadku takiego pojęcia każda definicja z konieczności będzie mieć charakter jedynie przybliżony. Prawdziwa trudność polega na tym, że istnieje bardzo wyraźna i nie dająca się usunąć rozbieżność pomiędzy sposobem, w jaki doświadcza czasu obdarzony świadomością człowiek, i w jaki sposób traktują tę wielkość teorie współczesnej nauki [2].

W pierwszym przypadku czas wydaje się być rzeczywistością dynamiczną, która jest odpowiedzialna za nieustanną zmienność świata przyrody, albo przynajmniej na tę zmienność wskazuje. Czas zdaje się płynąć, tak jak płynie rzeka, której nie sposób zatrzymać, i która porywa ze sobą wszystko, co tylko znajdzie się na jej drodze. Doświadczenie upływającego czasu jest jednym z podstawowych aspektów ludzkiego postrzegania świata, o wiele mocniejszym i bardziej bezpośrednim, niż odczucie przestrzeni, która – podobnie jak czas – otacza człowieka, ale która – w odróżnieniu od czasu – nie przemija. To właśnie ono decyduje



o tym, że człowiek dzieli czas na trzy rozłączne kategorie, z których tylko jednej – teraźniejszości – przyznaje fizyczną realność, a pozostałe dwie traktuje jako już nieistniejące i jednoznacznie ustalone (przeszłość), ewentualnie – jako jeszcze nieistniejące i nieokreślone (przyszłość). Obserwowana zmienność rzeczy w połączeniu z subiektywną świadomością realności tego wszystkiego, co dzieje się „teraz”, jest źródłem mocnego przeświadczenia, że zdarzenia wyłaniają się z niejednoznacznej przyszłości, uzyskują na krótką chwilę fizyczną realność, by następnie, już po ułamku sekundy, stać się przeszłością, do której nie sposób powrócić i której nie sposób zmienić.

Problem polega jednakże na tym, że żadna ze znanych teorii współczesnej nauki nie potwierdza tej zdroworozsądkowej, dynamicznej interpretacji czasu. W szczególności fizyka nie dostarcza żadnego argumentu za tym, że czas „płyne”. Geometryczna interpretacja szczególnej teorii względności każe traktować czas jedynie jako jeden z wymiarów kontinuum czasoprzestrzennego, będącego rzeczywistością statyczną, w której przyszłość i przeszłość istnieją tak samo realnie jak teraźniejszość i w żaden sposób po sobie nie następują. Z punktu widzenia tej teorii czas nie płynie – on po prostu „jest” i nie da się w nim wyodrębnić w sposób arbitralny żadnych fragmentów, które można byłoby określić terminami „przeszłość”, „teraźniejszość” i „przyszłość” – tak samo jak to jest w przypadku przestrzeni, w której nie istnieją raz na zawsze ustalone obszary, będące „wschodem”, „zachodem”, „północą” i „południem”. Operacyjna definicja czasu nadaje tej wielkości charakter odmierzanego przez zegary parametru, którego matematycznym odpowiednikiem jest jednowymiarowa, ciągła przestrzeń. Świadomość człowieka wyróżnia jeden punkt tej przestrzeni, przypisując mu fizyczną realność, ale w świetle STW tego typu zabieg jest nieuprawniony: każdy inny moment czasu jest tak samo realny jak ten, który w zdroworozsądkowej nomenklaturze określany jest mianem teraźniejszości. Dzielenie czasu na trzy rozłączne kategorie i wyraźne odróżnianie przeszłości, teraźniejszości i przyszłości, jest zatem błędem. W jednym ze znanych cytatów, przytaczanych obowiązkowo w każdym artykule i w każdej książce, dotyczącej natury czasu, Einstein określa ten błąd jako „uporczywie narzucające się złudzenie” [3].

\*\*\*

Pogląd, nakazujący traktować czas jako pewną całość, w której niejako obok siebie występuje przeszłość, teraźniejszość i przyszłość, znany jest jako blokowa teoria czasu. W tym kontekście mówi się również o „blokowym Wszechświecie”, albo o teorii „zamrożonego czasu” [4]. Wszystkie te nazwy odnoszą się do tej samej koncepcji, głoszącej, że jednowymiarowy czas jest wielkością analogiczną do trójwymiarowej przestrzeni, w której nie występują żadne uprzywilejowane punkty, i którą należy traktować jako strukturę istniejącą tak samo realnie we wszystkich swoich „fragmentach”.<sup>1</sup>

Najbardziej istotnego argumentu, przemawiającego za słuszością blokowej teorii czasu, dostarcza wspomniana już szczególna teoria względności. Z doktryny tej wynika, że nie istnieje absolutna jednoczesność zdarzeń, co oznacza, iż te same zdarzenia zostaną przez różnych obserwatorów zaklasyfikowane do różnych kategorii czasowych: to, co dla obserwatora spoczywającego w danym układzie jest zdarzeniem, należącym do teraźniejszości lub przyszłości, może być już dobrze ustaloną przeszłością dla innego obserwatora, który względem tego układu się porusza. Skoro różni obserwatorzy nie mogą się zgodzić

co do tego, które zdarzenia należą do przeszłości, teraźniejszości i przyszłości, to należy uznać, że nie istnieje obiektywny sposób na dokonanie tego typu podziału, i że czas (dokładniej: czasoprzestrzeń) jest nie tyle płynącą rzeką, co raczej rozległą panoramą, w której poszczególne punkty (zdarzenia) nie następują po sobie, ale istnieją obok siebie – podobnie jak obok siebie istnieją punkty trójwymiarowej przestrzeni [5].

Za blokową teorią czasu przemawiają również racje natury filozoficznej.<sup>2</sup> Jest ich wiele, ale w tym miejscu warto przywołać jedynie argumenty sformułowane ponad sto lat temu przez McTaggarta [6]. Autor ten zauważył, że możliwe jest dwojaki uporządkowanie zdarzeń w czasie: z wykorzystaniem kategorii przeszłości, teraźniejszości i przyszłości (ten rodzaj uporządkowania został przez McTaggarta określony mianem szeregu *A*), oraz z wykorzystaniem dat, odpowiadających poszczególnym stanom świata, i wyrażen takich jak „wcześniej niż”, „później niż”, „równocześnie z” (szereg *B*). Zdaniem McTaggarta, jedynie szereg *A* oddaje w pełni wszystkie intuicje, dotyczące temporalnego uporządkowania zdarzeń. Okazuje się jednak, że szereg *A* jest koncepcją wewnętrznie sprzeczną: własności, które charakteryzują zdarzenia tego szeregu nie dają się ze sobą pogodzić. Każde zdarzenie należy najpierw do przyszłości, potem do teraźniejszości, a w końcu do przeszłości; ponieważ jednak przeszłość, teraźniejszość i przyszłość są kategoriami rozłącznymi, zdarzenie musi posiadać jednocześnie sprzeczne własności. Teoria, głosząca upływ czasu i postulująca, że teraźniejszość jest wyróżnionym momentem czasu (*A*-teoria), jest zatem błędna. W przekonaniu McTaggarta, argument ten stanowi rację za nierealnością czasu [7][8][9].

Zwolennicy blokowej teorii czasu wskazują również na wewnętrzną sprzeczność, tkwiącą w samej koncepcji „upływu” czasu: jeśli rzeczywistość istnieje coś takiego, jak upływ lub przemijanie czasu, to powinno być możliwe określenie tempa tego typu upływu lub przemijania. Ponieważ jednak samo pytanie o tempo upływu czasu jest pozbawione sensu (upływ czasu należałoby w tym przypadku porównać z... upływem czasu), należy uznać, że czas w rzeczywistości nie płynie [10].

\*\*\*

Blokowa teoria czasu to nic innego, jak filozoficzna interpretacja teorii fizycznej, którą jest szczególna teoria względności. Nie ulega wątpliwości, że ontologia czasu, zakładana w tego typu interpretacji, w zasadniczy sposób różni się od ontologii, charakteryzującej podejście zdroworozsądkowe, które jest oparte na koncepcji upływającego czasu. Niespójność obydwu interpretacji jest oczywista. Jak jednakże należy tę niespójność rozumieć? Czy oznacza ona jedynie prostą niemożność uzgodnienia dwóch różnych sposobów opisu czasu, czy też wskazuje na to, że jeden z tych opisów – ten, który nie znajduje potwierdzenia w szczególnej teorii względności – jest błędny? Odpowiedź na to pytanie zależy przede wszystkim od tego, czy blokową teorię czasu rzeczywistość należy traktować jako jedyną możliwą interpretacją szczególnej teorii względności. Przytoczone powyżej argumenty zdają się przemawiać za tym, że tak właśnie jest i że teorii tej nie da się zinterpretować inaczej, jak tylko w kategoriach „zamrożonego” czasu. Nic dziwnego, że za stanowiskiem tym opowiada się wielu autorów [11][12][13]. Jeśli jednak istnieje sposób na to, by z teorią Einsteina uzgodnić również koncepcję upływającego czasu, to także i ona mogłaby uchodzić za filozoficzną interpretację STW.

<sup>1</sup> Osobnym problemem jest to, czy czas i przestrzeń mają naturę relacyjną (są jedynie relacjami pomiędzy zdarzeniami), czy absolutną (istnieją niezależnie od zdarzeń). Spór pomiędzy zwolennikami tych dwóch stanowisk ciągnie się w historii nauki co najmniej od czasów Leibniza i Newtona. Na ten temat, por. np. [17].

<sup>2</sup> Kontrowersja, jaka ma miejsce pomiędzy konwencjonalnym ujęciem czasu i teorią blokową, na terenie filozofii przyjmuje postać sporu pomiędzy tak zwanym prezentyzmem, postulującym istnienie jedynie tego, co teraźniejsze, i eternalizmem, głoszącym istnienie również tych obiektów, o których w zdroworozsądkowym ujęciu głosi się, że istniały w przeszłości, lub że dopiero będą istnieć w przyszłości [18][19][20].



Tego typu możliwości dowiódł Roger Penrose, który wykazał, że teorię Einsteina z roku 1905 można równie dobrze zinterpretować w duchu przemijalności, charakteryzującej ontologię upływającego czasu [14]. Jego model czasoprzestrzeni przypomina do pewnego stopnia koncepcję Everetta, ale zarazem jest zgodny ze zdroworozsądkowym przekonaniem o fundamentalnej różnicy pomiędzy dobrze ustaloną przeszłością i jeszcze nieokreśloną przyszłością: w modelu tym historia obserwatora w przeszłości jest już jednoznacznie ustalona, ale jego przyszłość określona jest przez całe spektrum potencjalnych możliwości, z których faktycznie realizuje się tylko jedna.

Blokową teorię czasu oraz koncepcję czasu upływającego należy zatem traktować jako dwie alternatywne i równouprawnione interpretacje filozoficzne tej samej teorii fizycznej, którą jest szczególna teoria względności. Wszystkie interpretacje, zgodne z formalizmem teorii i z jej empirycznymi przewidywaniami, mają bowiem takie samo prawo do tego, by dostarczać teorii wyobraźniowej „treści”, która przekłada się na taką czy inną ontologię. Co istotne, obecność wielu (przynajmniej dwóch) różniących się między sobą interpretacji świadczy o tym, że żadna z nich nie oddaje wiernie tego, o czym mówi sama teoria, i żadna z nich nie jest „bardziej prawdziwa” niż pozostałe. Czy oznacza to, że nie istnieje żaden sposób na to, by przekonać się, o czym tak naprawdę mówi teoria? W jednym ze swoich artykułów Michał Heller zaproponował zastosowanie procedury, pozwalającej na wyłonienie „niezmienników interpretacyjnych” danej teorii empirycznej [15]. Pod nazwą tą kryją się wspólne elementy wszystkich możliwych interpretacji, zgodnych z określoną teorią, które ustalają jej faktyczną treść, to znaczy ujawniają to, czego teoria „naprawdę” dotyczy. Należy się spodziewać, że jeśli będzie można kiedyś mówić o definitywnym rozstrzygnięciu sporu pomiędzy blokową i konwencjonalną teorią czasu, to tylko w takim sensie, że elementy jednej z tych koncepcji w określony sposób zdominują niezmienniki interpretacyjne szczególnej teorii względności.

\*\*\*

Fizycy są ludźmi stąpającymi trzeźwo po ziemi. Przejawia się to między innymi w tym, że w poważny sposób traktują wnioski, które wypływają z dobrze potwierdzonych teorii naukowych. Prawdziwy problem pojawia się wtedy, gdy same wnioski wydają się mało poważne. Koncepcja przyszłości, która nie nadejdzie, ale która już „jest” – jednoznacznie ustalona i niepodatna na jakąkolwiek zmianę – w zasadniczy sposób kłóci się z tym, co na temat czasu podpowiada – również fizykom – zdrowy rozsądek. Wiadomo skądinąd, że ten ostatni nie jest dobrym doradcą, gdy chodzi o ocenę wniosków, wynikających z teorii naukowych, ale trudno nie doceniać jego roli, gdy pamięta się o tym, że uprawianie nauki bez zdroworozsądkowego podejścia do świata tak naprawdę nie byłoby możliwe.

Przyjęcie założenia, że czas w rzeczywistości nie płynie, i że przyszłość jest już jednoznacznie ustalona, przekreśla możliwość sensownego umotywowania jakichkolwiek ludzkich działań. Trudno wyjaśnić, dlaczego wykonuje się nawet najprostsze codzienne czynności, jeśli wszystkie one nie są połączone z mocnym przekonaniem o upływie czasu i o tym, że przyszłość jest utkana ze zdarzeń, które jeszcze nie nastąpiły i które posiadają swoje przyczyny w teraźniejszości. To właśnie przemijający czas pozwala obserwować następstwa zdarzeń. Jeśli czas nie płynie, to trudno sobie wyobrazić, że jakiegokolwiek działanie może prowadzić do jakiegokolwiek skutku. Uprawianie nauki – na przykład przeprowadzanie eksperymentów naukowych – przestaje mieć w takiej perspektywie jakiegokolwiek sens. Nic dziwnego, że nawet sam Einstein, chociaż był szczerze przekonany co do słuszności blokowej teorii czasu, pod koniec swojego życia, podczas roz-

mowy z Rudolfem Carnapem, przyznał, że problem teraźniejszości, która nie powinna w żaden sposób wyróżniać się z panoramy czasu, a która mimo to wydaje się w zasadniczy sposób odróżniać od przeszłości i przyszłości, poważnie go martwił [16].

Czy zatem upływ czasu rzeczywiście jest tylko złudzeniem, jak sugerował twórca teorii względności, i jak do dzisiaj uważa wielu fizyków, zajmujących się problemem interpretacji szczególnej teorii względności? Jeśli tak jest, to znaczy, że z niewiadomych powodów wszyscy mieszkańcy planety Ziemi doświadczają zbiorowej iluzji, żyjąc w rzeczywistości wygenerowanej w znacznym stopniu przez swoje własne umysły. Wniosek ten brzmi jak wstęp do kolejnej i to na dodatek kiepskiej teorii spiskowej. Należy mieć nadzieję, że alternatywne interpretacje szczególnej teorii względności pozwolą zarówno filozofom, jak i fizykom zachować wiarę w to, że teoria spiskowa nie jest słuszna.

## Literatura

- [1] M. Heller, *Filozofia i Wszechświat*, Universitas, Kraków 2006, s. 137-156.
- [2] P. Davies, „Zagadka upływającego czasu”, *Świat Nauki*, listopad 2002, s. 24-29.
- [3] *The Expanded Quotable Einstein*, A. Calaprice (red.), Princeton University Press, Princeton 2000, s. 75.
- [4] G.J. Whitrow, *The Natural Philosophy of Time*, Clarendon Press, Oxford 1980.
- [5] P. Davies, *Czas. Niedokończona rewolucja Einsteina*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2002, s. 76-85.
- [6] J.E. McTaggart, „The Unreality of Time”, *Mind*, 17 (1908), s. 456-473.
- [7] A.N. Prior, *Papers on Time and Tense*, Oxford University Press, Oxford 1968.
- [8] *Questions of Time and Tense*, R. Le Poidevin (red.), Oxford University Press, Oxford 1998.
- [9] D.H. Mellor, *Real Time II*, Routledge, 1998.
- [10] N. Markosian, „How Fast Does Time Pass?”, *Philosophy and Phenomenological Research*, 53 (1993), pp. 829-844.
- [11] H. Weyl, *Space – Time – Matter*, H.L. Brose (tłum.), Dover, New York 1922, s. 217.
- [12] H. Nikolic, „Block time: Why many physicists still don't accept it?”; [http://fqxi.org/data/essay-contest-files/Nikolic\\_FQXi\\_time.pdf](http://fqxi.org/data/essay-contest-files/Nikolic_FQXi_time.pdf).
- [13] V. Petkov, „Is There an Alternative to the Block Universe View?”, w: *Ontology of Spacetime*, D. Dieks (red.), Elsevier, Amsterdam 2006, s. 207-228.
- [14] R. Penrose, „Singularities and Time-Asymmetry”, w: *General Relativity – An Einstein Centenary Survey*, S.W. Hawking, W. Israel (red.), Cambridge University Press, Cambridge 1979, s. 591-596.
- [15] M. Heller, „A Comment on Lorentz Invariance”, *Philosophy in Science*, 1 (1983), s. 89-100.
- [16] *The Philosophy of Rudolf Carnap*, P.A. Schilpp (red.), Open Court, La Salle 1963, s. 37.
- [17] T. Pabjan, „Uwagi o naturze czasu”, w: *Wyzwania racjonalności*, S. Wszolek, R. Janusz (red.), WAM, Kraków 2006, s. 132-149.
- [18] C. Bourne, *A Future for Presentism*, Oxford University Press, Oxford 2006.
- [19] N. Markosian, „A Defense of Presentism”, w: *Oxford Studies in Metaphysics*, D.W. Zimmerman (red.), t. 1, Oxford University Press, Oxford 2003, s. 47-82.
- [20] F. Savitt, „Presentism and Eternalism in Perspective”, w: *Ontology of Spacetime*, D. Dieks (red.), Elsevier, Amsterdam 2006, s. 111-128.



## Symposium ku czci Profesora Jana Łopuszańskiego

Jan Tadeusz Łopuszański urodził się 21 października 1923 r. we Lwowie. Ojciec Władysław Jakób Ignacy Łopuszański był prawnikiem. Pracował w służbie państwowej, najpierw w austriackiej potem polskiej. Po przewrocie majowym odszedł ze służby państwowej lub też został z niej zwolniony. Został dyrektorem Związku Ziemiaków we Lwowie, a później dyrektorem oddziału Lwowskiego towarzystwa ubezpieczeń wzajemnych "Florianka". Matka Janina Maria z domu Kuźmich ukończyła Akademię Handlową w Krakowie. W latach międzywojennych nie pracowała zajmując się prowadzeniem domu. Rodzina profesora Jana Łopuszańskiego nie była zbyt zaangażowana politycznie, chociaż stryj Jana Łopuszańskiego, również dr Jan Łopuszański, profesor Politechniki Lwowskiej (której był też rektorem po powołaniu prof. Ignacego Mościckiego na Prezydenta) piastował w gabinecie Witosa urząd Ministra Robót Publicznych. Dalszy zaś krewny, Tadeusz Łopuszański w pierwszych latach po pierwszej wojnie światowej był Ministrem Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego.

Do roku 1945 Jan Łopuszański mieszkał we Lwowie, wyjąwszy roczny okres w latach 1939-1940, gdy wraz z rodziną został wysiedlony przez administrację sowiecką (ojciec zmarł w 1940 r.). 7 lutego 1941 r. 17-letni Jan został zaarrestowany przez NKWD. 12 czerwca skazano Go za działalność antysowiecką na 10 lat więzienia w syberyjskiej części Związku Radzieckiego. Po wybuchu wojny hitlerowsko-sowieckiej uciekł 24 czerwca z więzienia. W r. 1945 osiedlił się wraz z matką we Wrocławiu.

W latach 1945-50 studiował fizykę na Uniwersytecie Wrocławskim. W r. 1945 został zatrudniony na Uniwersytecie Wrocławskim z początku jako wolontariusz. Urzędowo zatrudniony został w r. 1947. W r. 1955 obronił pracę doktorską na Uniwersytecie Jagiellońskim. W r. 1956 mianowano Go docentem, w r. 1959 został profesorem nadzwyczajnym, a w r. 1968 - zwyczajnym. W r. 1994 profesor Jan Łopuszański przeszedł na emeryturę.

W r. 1957 Jan Łopuszański został wybrany na Prodziekana (2 lata) a w r. 1962 na Dziekana (3 lata) Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego. W latach 1960-1994 piastował funkcję kierownika Zakładu Metod Matematycznych Fizyki. Od r. 1970 do 1984 był dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. W r. 1976 został wybrany Członkiem Korespondentem Polskiej Akademii Nauk, a w r. 1986 - jej Członkiem Rzeczywistym. W r. 1996 wybrano Go na członka korespondenta Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie.

Rok 1958 spędził na Uniwersytecie w Utrechcie (współpraca z Ludwigiem Van Hovem i Theodorem W. Rujigrokiem), 1960-1961 na New York University (współpraca z Karlem O. Friedrichsem i Bruno Zumino), 1964-1965 w Institute for Advanced Study, Princeton (współpraca z Helmutem Reeh) 1970-1971 w State University of New York (SUNY) w Stony Brook (na zaproszenie Chen Ning Yanga laureata Nagrody Nobla). W Stony Brook był jeszcze parokrotnie (np. 5 miesięcy w r. 1983). W r. 1984 został powołany na jeden semestr na profesurę przy Uniwersytecie w Getyndze (współpraca z Helmutem Reeh). W Getyndze spędził dalszych 5 miesięcy w latach

1991-1992. Poza tym odwiedzał szereg razy na jeden lub parę miesięcy CERN w Genewie, ZIBJ w Dubnej, University of Alberta w Edmonton, ICTP w Trieście, Uniwersytet w Karlsruhe, Instytut Maxa Plancka w Monachium, IHES w Bures-sur-Yvette, Uniwersytet w Walencji, jak również Uniwersytet w Bielefeld. Brał też czynny udział w licznych konferencjach i zjazdach.

W latach 1950-1958 pracował nad zagadnieniami z fizyki statystycznej, zwłaszcza statystycznej teorii kaskad promieniowania kosmicznego (wiele razy cytowane są prace profesora Łopuszańskiego z tej dziedziny). Od r. 1958 zajął się kwantową teorią pola, najpierw modelem Van Hovego-Ruijgroka) potem podejściem aksjomatycznym (twierdzeniami typu "no go"). Od r. 1965 skupił się na badaniach własności symetrii pól kwantowych (pierwsze prace we współpracy z Helmutem Reeh). Największy sukces przyniosła mu praca napisana wspólnie z Rudolfem Haagiem i Martinem Sohniusem w r. 1975, dotycząca supersymetrii macierzy S w kwantowej teorii pola (analogon twierdzenia Colemana-Manduli dla tradycyjnych symetrii Macierzy S) (pracę tę cytowano kilkaset razy). Często cytowane prace, napisane wspólnie z Markiem Wolfem, dotyczą też supersymetrii w kwantowej teorii pola. Prace napisane wspólnie z Detlevem Buchholzem i Szymonem Rabsztynem są poświęcone ładunkom nielokalnym. Dwie prace poświęcił profesor Łopuszański ładunkom cząstek bezspinowych. Potem interesował się też klasycznymi polami nieabelowymi (transformacje BRS) i w dalszym ciągu supersymetriami. W ostatnim okresie zajął się teorią funkcji Lagrange'a i odpowiadających im równań ruchu. Tą tematyką rozpoczął współpracę z Peterem Sticheltem z Bielefeld i Jerzym Cistą. Dorobek naukowy profesora Łopuszańskiego składa się z 79 prac oryginalnych, 12 wystąpień na konferencjach i 24 prac przeglądowych. Jan Łopuszański napisał 5 książek i 3 skrypty. Ostatnie dwie książki "An Introduction to Symmetry and Supersymmetry in Quantum Field Theory" (1991) oraz "The Inverse Problem in Classical Mechanics" (1999) zostały wydane przez World Scientific Publishing w Singapurze.

Od 1952 r. Jan Łopuszański prowadził wykłady kursowe i monograficzne dla studentów oraz kolegów z Instytutu Fizyki Teoretycznej. Opiekował się wieloma pracami magisterskimi, wypromował 11 doktorów. Wygłaszał też cykle wykładów popularnych w ramach akcji popularizujących fizykę teoretyczną.

Z inicjatywy profesora Łopuszańskiego i kolegów z Instytutu Fizyki teoretycznej powstała około 35 lat temu instytucja Międzynarodowych Zimowych Szkół Fizyki Teoretycznej w Karpaczu. Szkoły te, organizowane przez nasz Instytut rokrocznie, mają na celu szkolenie polskich specjalistów z udziałem czołowych wykładowców zagranicznych. Szkoły te osiągnęły już standardy światowe i zdobyły uznanie w świecie fizyków. Profesor był także promotorem doktoratów *honoris causa*, nadanych przez Uniwersytet Wrocławski dwóm laureatom Nagrody Nobla, profesorem Chen Ning Yangowi i Abdusowi Salamowi, jak również profesorem Władysławowi Opęchowskiemu i Janowi Rzewuskiemu. Jan Łopuszański był członkiem Rady Redakcyjnej czasopisma *Reports on Mathematical Physics* oraz *Fortschritte der Physik*. Był również wiele lat redaktorem serii Szkół Zimowych w Karpaczu.



W latach 1980-90 był członkiem *Solidarności*. Należał do Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Polskiego Towarzystwa Matematycznego, Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, International Association of Mathematical Physics, International Union of Pure and Applied Physics (gdzie pełnił funkcję członka w sekcji C18), Association of Members of the Institute for Advanced Study w Princeton oraz Towarzystwa Popierania i Krzewienia Nauki.

Profesor doktor Jan Łopuszański otrzymał szereg nagród naukowych jak np. Polskiej Akademii Nauk w r. 1962, nagrodę Ministra Edukacji Narodowej (Szkolnictwa Wyższego) II Stopnia w latach 1964, 1968 i 1982 oraz I stopnia w latach 1972, 1975, 1986 i 1992, nagrodę Polskiego Towarzystwa Fizycznego w r. 1972 oraz szereg Nagród Rektora. W r. 2001 otrzymał Nagrodę Prezesa Rady Ministrów. Jan Łopuszański odznaczony był Srebrnym Krzyżem Zasługi (1955), Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski (1965), Medalem Komisji Edukacji Narodowej (1976), tytułem Zasłużonego Nauczyciela PRL (1980) oraz Medalami 10-, 15-, 30- i 40-lecia PRL. W r. 1991 został odznaczony Krzyżem Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski (pierwsze odznaczenie w niepodległej Rzeczypospolitej).

Profesor doktor Jan Tadeusz Łopuszański zmarł 30 kwietnia 2008 roku w wieku 85 lat.

W dniach 29-30 maja 2009 r. odbyło się w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego międzynarodowe spotkanie pod nazwą „Jan Łopuszański Memorial Sympozjum” ku czci zmarłego przed rokiem wybitnego fizyka i nauczyciela akademickiego. Organizatorami i fundatorami Sympozjum były: Instytut Fizyki Teoretycznej (IFT), miejsce wieloletniej działalności profesora Łopuszańskiego oraz Polska Akademia Umiejętności w Krakowie, której Profesor był członkiem.

W Sympozjum wzięli udział współpracownicy, uczniowie (wśród nich pierwszy magistrant oraz kilku doktorów) i koledzy prof. Łopuszańskiego, z kraju i zagranicy. Wykładowców można podzielić na dwie grupy: współpracownicy i uczniowie wywodzący się z IFT – Jerzy Czerwonko, Zygmunt Galasiewicz, Piotr Garbaczewski, Roman Gielerak, Witold Karwowski, Jerzy Lukierski – oraz fizycy spoza Wrocławia, z którymi profesor zetknął się w swojej działalności – Iwo Białynicki-Birula (Warszawa), Andrzej Kobos (Kraków), Peter Stichel (Bielefeld), Ludwig Streit (Bielefeld), Armin Uhlmann (Lipsk), Wojciech Zakrzewski (Durham), Kacper Zalewski (Kraków). Niestety wielu nie mogło już przybyć, odeszli na zawsze bądź ich stan zdrowia nie pozwalał na odbycie podróży do Wrocławia. Niektórzy z tych ostatnich nadesłali listy ze wspomnieniami chwil spędzonych z Profesorem. Warto przytoczyć fragmenty tych listów:

Rudolf Haag (Hamburg): *W dużym stopniu usługą Jana Łopuszańskiego było powiązanie wrocławskiej fizyki teoretycznej ze sceną światową. Udało się prowadzenie Zimowych Szkół Fizyki Teoretycznej w Karpaczu i zapoczątkowanie Sympozjów Maksxa Borna nie byłoby możliwe bez Jego wizji i siły sprawczej. Zorganizował programy wymiany z Instytucjami na Zachodzie, wśród nich umowę partnerską z Uniwersytetem Stanowym Nowego Jorku, wynegocjowaną z Chen Ning Yangiem, jednym z najślynniejszych fizyków na świecie. Udało mu się przyciągnąć wielu zagranicznych naukowców do odwiedzenia Wrocławia, a On sam był mile widzianym gościem w wielu instytucjach. Było to zdumiewającym osiągnięciem w czasach żelaznej kurtyny, a ten sukces jest związany z wybitnymi cechami jego charakteru. Była w tym pewność i upór biorące się z przekonania, że jego kurs jest słuszny i że musi to przyznać każdy człowiek dobrej woli.*

Detlev Buchholz (Getynga): *Jako Niemca uderzyła mnie jego otwarta postawa wobec nas mimo wszystkich cierpień, przez jakie On i Jego kraj przeszli w czasie wojny. Kiedy spotkałem go pierwszy raz w Karpaczu, wziął mnie na wycieczkę w Karkonosze i pokazał kilka wiosek i budowli. Podał mi niemieckie nazwy wszystkich. W tym czasie nie było to niewinne. Na moje pytanie, dlaczego dowiedział się wszystkich tych przebrzmiałych nazw, odpowiedział: To jest część historii tych miejsc, a historii nie można zapominać. Dziś wiemy, że Jego perspektywa sięgała bardzo daleko.*

Walter Dittrich (Tuebingen): *Wiele lat po naszym spotkaniu przeczytałem niemiecki przekład jego broszurki „Meine Lemberger Kriegserinnerungen ins Gefängnis” (Moje lwowskie wspomnienia wojenne jako więźnia). Uświadomiłem sobie, że Jan cierpiał ze strony Niemców i komunistów. Chyba czuwał nad nim wyjątkowy anioł stróż, skoro przeżył te diabelskie czasy.*

Theodor Ruijgrok (Utrecht): *Pamiętam go jako wielkiego polskiego patriotę, który prowadził nieustającą walkę z reżimem.*

Sympozjum było wydarzeniem nie tylko naukowym, ale także społecznym i kulturalnym na Wydziale Fizyki i Astronomii naszego Uniwersytetu i we wrocławskim środowisku fizyków. Polską Akademię Umiejętności reprezentował jej prezes prof. dr hab. Andrzej Białas. Większość wykładów odbyła się w sali, której niedawno Rada IFT nadała imię Jana Tadeusza Łopuszańskiego. Upiływający czas coraz dobitniej uświadamia nam, uczniom i kolegom Profesora, jak wiele mu zawdzięczamy.

*Więcej o Profesorze (życiorys, biogram, naukowe drzewo genealogiczne) można dowiedzieć się wchodząc na stronę [www.ift.uni.wroc.pl](http://www.ift.uni.wroc.pl) i otwierając podstronę „Historia”.*

*Dr hab. Bernard Jancewicz, prof. UW*



## 46 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej

W dniach 8-13 lutego 2010 r. odbyła się kolejna 46. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej. Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego organizuje takie spotkania od 1964 roku. Początkowo były one kameralne i odbywały się w Karpaczu. Ostatnio szkoły są organizowane w Łądku Zdroju, ale Karpacz, gdzie się zaczęły, pozostał w nazwie. W bieżącym roku była to: *Karpacz Winter School of Theoretical Physics: „Quantum Dynamics and Information. Theory and Experiment”* Uniwersytet Wrocławski przygotował ją we współpracy z Uniwersytetem Opolskim i Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. Udział wzięło blisko 120 fizyków z całej Europy, a także z Izraela i Singapuru. Szczególnie cieszy zainteresowanie szkołą doktorantów i studentów ostatnich lat. Zgłosiło się ich ponad 70. W czasie szkoły wygłoszono ponad 20 wykładów.

Tematyka Szkoły obejmowała zagadnienia związane z kwantową dynamiką układów otwartych, splątaniem stanów kwantowych i dynamiką splątania. Omawiane były również eksperymenty w optyce kwantowej dotyczące splątania fotonów, interferometria wykorzystująca korelacje kwantowe oraz eksperymenty z zimnymi atomami.

Splątanie stanów kwantowych jest najbardziej nieklasycznym przejawem zjawisk opisywanych formalizmem kwantowym. Pojawia się w sytuacjach, w których badany układ składa się z dwóch (lub większej liczby) podukładów i globalny czysty stan całego układu nie sprowadza się do prostego iloczynu stanów poszczególnych podukładów. Oznacza to, że maksymalna informacja dotycząca całości układu złożonego nie zawiera w sobie pełnej informacji o jego częściach. Jak obecnie wiadomo, splątanie pełni kluczową rolę w kryptografii, komunikacji i obliczeniach kwantowych. Jest zjawiskiem, którego opis teoretyczny jest trudny i wymaga złożonego aparatu matematycznego. W kontekście praktycznym ważne jest również to, że splątanie jest niezwykle czułe na oddziaływanie z otoczeniem, które zwykle niszczy korelacje między podukładami i prowadzi do zanikania początkowego splątania. Aby więc skutecznie kontrolować takie procesy rozplątywania stanów splątanych, konieczna jest szczegółowa analiza złożonej natury ewolucji splątania w kwantowych układach otwartych.

Wprowadzeniem do ogólnej teorii splątania były wykłady Vladimira Akulina z Orsay oraz Pawła Horodeckiego i Władysława Majewskiego z Gdańska. Akulin przedstawił opis splątania w układach wielocząstkowych przy użyciu wielomianów nilpotentnych, Horodecki wprowadził słuchaczy w teorię kanałów kwantowych, a Majewski omówił matematyczne aspekty teorii splątania w ujęciu algebraicznym. Interesujący związek między teorią splątania a teorią układów wielu ciał był przedmiotem cyklu wykładów Jensa Eiserta z Poczdamu, który omówił własności entropii splątania w układach bozonowych i fermionowych oraz przedyskutował symulację układów wielu ciał w świetle teorii splątania. Podobnym zagadnieniom poświęcone były wystąpienia Janet Anders z Londynu i Franka Verstraete z Wiednia. Różnorodne zagadnienia dotyczące dynamiki układów otwartych omówili w swoich wykładach Robert Alicki z Gdańska, Mark Fannes z Leuven i Mario Ziman z Bratysławy. Alicki przedstawił model pamięci kwantowej jako układu otwartego, Fannes badał dynamikę kubitów, zaś wykład Zimana dotyczył specyficznego modelu ewolucji układów otwartych opartego na dyskretyzacji ewolucji czasowej. Ewolucji splątania w układach oddziałujących z otoczeniem poświęcili swoje wykłady Fabio Benatti z Triestu i Ryszard Tanaś z Poznania. Benatti analizował asymptotykę ewolucji splątania w przypadku dynamiki dyssypatywnej i pokazał, że możliwe jest tworzenie stacjonarnego splątania poprzez procesy nieodwracalne, a Tanaś omówił zjawiska nagłego zaniku oraz odtworzenia splątania w układach atomów w kontakcie ze wspólnym rezerwuarem. Aspekty doświadczalne zjawiska splątania i koherencji kwantowej były szczególnie omówione w wykładach wygłoszonych przez Wojciecha Gawlika z Krakowa oraz Czesława Radzewicza, Konrada Banaszka i Wojciecha Wasilewskiego z Warszawy. Wykładowcami byli również Karol Życzkowski z Krakowa, Jakub Rembieliński z Łodzi i Rienhardt Werner z Hannoveru.

Szkoła była okazją do inspirującej wymiany myśli między teoretykami i doświadczalnikami, a młodym badaczom pozwoliła na wgląd we współczesne problemy mechaniki kwantowej. Materiały Szkoły będą opublikowane przez wydawnictwo World Scientific w postaci książki.

Robert Olkiewicz, Lech Jakóbczyk  
Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Wrocławski



## Nagrody Wydziału III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych PAN 2009

Wydział III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych PAN przyznał nagrody naukowe za 2009 rok. Uroczyste wręczenie nagród laureatom odbyło się 7 grudnia 2009 roku.



Na zdjęciu od lewej dr Yuriy Tomilov laureat Nagrody Naukowej im. Wacława Sierpińskiego, Prezes PAN Prof. Michał Kleiber, Prof. Andrzej M. Oleś laureat Nagrody Naukowej im. Marii Skłodowskiej-Curie, Przewodniczący Wydziału III PAN Prof. Janusz Jurczak, dr Robert Gryboś laureat Nagrody Naukowej im. Włodzimierz Kołosa, dr Paweł Wajer laureat Nagrody Naukowej im. Stefana Pieńkowskiego.

### Nagroda Naukowa im. Marii Skłodowskiej – Curie za rok 2009 w dziedzinie fizyki została przyznana:

prof. dr hab. **Andrzejowi M. OLESIOWI** (Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN) - za cykl prac dotyczących odkrycia splątania kwantowego w tlenkach metali przejściowych z orbitalnymi stopniami swobody oraz wprowadzenia tej koncepcji do opisu własności magnetycznych i rozkładu intensywności spektralnej w widmach zaburzeń optycznych dla tych tlenków.

Andrzej M. Oleś odkrył spinowo-orbitalne splątanie kwantowe, które należy uwzględnić w opisie teoretycznym silnie skorelowanych izolatorów z orbitalnymi stopniami swobody. Dotychczasowa interpretacja danych doświadczalnych była w tej dziedzinie oparta o koncepcję klasyczną (tzw. reguły Goodenough'a-Kanamori'ego), która zakłada zamrożenie orbitalnych stopni swobody dzięki uporządkowaniu orbitalnemu. Takie podejście zakłada niezależną dynamikę spinów i klasyczny opis orbitalnych

stopni swobody w niskich temperaturach. Prof. A. M. Oleś podał zakres stosowalności koncepcji klasycznej oraz takie sytuacje, w których silne sprzężenie pomiędzy spinowymi i orbitalnymi stopniami swobody jest odpowiedzialne za istnienie jakościowo nowych stanów podstawowych lub staje się mierzalne w obszarze skończonych temperatur. W tym drugim przypadku stan podstawowy jest niesplątany, ale wzbudzenia o niskiej energii zachodzą do stanów splątanych. Wobec silnych fluktuacji spinowo-orbitalnych spowodowanych istnieniem wzbudzonych stanów splątanych, separacja spinowych i orbitalnych oddziaływań nie jest wówczas możliwa i prowadzi do wyników niezgodnych z doświadczeniem. Podane zostały metody opisu dynamiki układu spinowo-orbitalnego i jakościowo nowych wzbudzeń spinowo-orbitalnych w ramach formalizmu korzystającego z metod kwantowej teorii wielu ciał. Efektownym przykładem splątania spinowo-orbitalnego jest ścisły stan podstawowy modelu jednowymiarowego o alternujących singletach spinowych i orbitalnych, przy odpowiednio dobranych oddziaływaniach wymiany. W pracach A. M. Olesia podano szereg konsekwencji splątania spinowo-orbitalnego zaobserwowanych w perowskitach na bazie wanadu  $RVO_3$ , gdzie  $R=La, \dots, Lu$  jest ziemią rzadką. Wprowadzona do teorii koncepcja splątania pozwoliła wy-



każąc istnienie silnych fluktuacji orbitalnych w tej klasie związków oraz opisać zarówno temperaturowe zależności i anizotropię wag spektralnych zaobserwowane w spektroskopii optycznej, jak i niezrozumiany wcześniej diagram fazowy związków  $\text{RVO}_3$  z charakterystyczną zależnością temperatur przejścia do uporządkowania orbitalnego (temperatura przejścia strukturalnego) oraz magnetycznego (temperatura Néela) od promienia jonu ziemi rzadkiej. Warto zauważyć, że poprawny opis teoretyczny diagramów fazowych tlenków metali przejściowych z orbitalnymi stopniami swobody nie istniał dotychczas właśnie z uwagi na brak koncepcji splątania. Podanie idei spinowo-orbitalnego splątania kwantowego doprowadziło również do odkrycia dimeryzacji typu Peierlsa w ferromagnetycznych łańcuchach spinowych w obszarze skończonych temperatur. Zjawisko to pozwoliło wyjaśnić między

innymi egzotyczne własności wzbudzeń magnetycznych w  $\text{YVO}_3$ . Podanie idei spinowo-orbitalnego splątania kwantowego stanowi istotny wkład do badań materiałów skorelowanych i odgrywa stymulującą rolę dla dalszych prac eksperymentalnych oraz teoretycznych w tej dziedzinie. Jak się wydaje, zrozumienie mechanizmu spinowo-orbitalnego splątania kwantowego w układach silnie skorelowanych elektronów może doprowadzić w przyszłości do nowych zastosowań, w tym również w kwantowym przekazywaniu informacji.

*Informacja tekstowa wraz ze zdjęciem zaczerpnięta ze strony internetowej Polskiej Akademii Nauk – Aktualności Wydziału III PAN za zgodą Pana Profesora Janusza Jurczaka Przewodniczącego Wydziału III PAN.*

## Tytuły profesorskie

Prezydent Rzeczypospolitej Polskiej nadał w dniu 26 lutego 2010 r. tytuł naukowy profesora nauk fizycznych 5 osobom. Są to: Ryszard Andrzej Czajka (PP), Krystyna Zofia Hołderna-Natkaniec (UAM), Bogdan Józef Idzikowski (IFM PAN), Andrzej Krasiński (CAMK) i Paweł Marcin Olko (IFJ).

<http://isap.sejm.gov.pl>

## Wiadomości z Torunia

Dnia 25 lutego 2010 odbyło się Walne Zebranie Oddziału Toruńskiego PTF. Podczas zebrania wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: dr Janusz Szatkowski (przewodniczący), dr Beata Derkowska (skarbnik), dr Winicjusz Drozdowski (sekretarz), prof. Andrzej Bielski (członek) i Piotr Strzelewicz (członek). Powołano też nową Komisję Rewizyjną w składzie: prof. Stanisław Łęgowski (przewodniczący), dr Przemysław Płóciennik i mgr Wojciech Grochowski.

Również 25 lutego 2010 r. w Instytucie Fizyki UMK prof. Ryszard Horodecki z Instytutu Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki Uniwersytetu Gdańskiego wygłosił wykład pt. „Osobliwy świat informatyki kwantowej”. Był to już dwudziesty trzeci z corocznych wykładów im. Aleksandra Jabłońskiego, organizowanych od 1988 r. w kolejne rocznice urodzin prof. Jabłońskiego, twórcy toruńskiej szkoły fizyki.

*Winicjusz Drozdowski*

## Nagrody dla łódzkich popularyzatorów fizyki

W piątej edycji konkursu „Popularyzator Nauki” dwie z sześciu nagród przyznanych za 2009 r. otrzymali popularyzatorzy fizyki z Łodzi. Są nimi: dr Jan Olejniczak, pracujący w Zakładzie Podstawowych Problemów Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego i Studenckie Koło Naukowe Fizyki „Kot Schrödingera” z Politechniki Łódzkiej.

Dr Jan Olejniczak aktywnie popularyzuje fizykę od 29 lat. Uważa, że ta nauka jest dla wszystkich. Dowodem tego jest fakt udziału w prowadzonych przez niego zajęciach nie tylko młodzieży i nauczycieli, ale również miesza-

kańców regionu łódzkiego, niezwiązanych ze szkolnictwem, a także przedszkolaków. Dla tych najmłodszych uczestników w latach 2006-2007 dr Olejniczak organizował specjalne warsztaty we współpracy z Widzewskim Domem Kultury. W 2004 r. przedstawił on propozycję i rozpoczął prowadzenie Wykładów Otwartych, mających na celu zwiększenie zainteresowania uczniów fizyką, a w szczególności specjalnościami prowadzonymi w Uniwersytecie Łódzkim.

Podczas odbywających się w Łodzi od 10 lat Festiwalu Nauki, Kultury i Sztuki dr Jan Olejniczak wygłasza wykłady, a w 2007 r. wszedł w skład Komitetu Organizacyjnego Festiwalu i zainicjował działalność Pikniku Naukowego na terenie Łódzkiego Centrum Handlowo-kulturalnego „Manufaktura”. Odtąd pikniki odbywają się corocznie, przyciągając tysiące łodzian. Jeszcze wcześniej dr Olejniczak rozpoczął wygłaszanie w ciągu roku szkolnego kilku wykładów dla uczniów w ramach akcji odczytowej, prowadzonej przez Oddział Łódzki Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Wszystkie jego wykłady są ilustrowane licznymi doświadczeniami pokazowymi i przyciągają po kilkuset słuchaczy, nie tylko z województwa łódzkiego, ale także z województw sąsiednich.

Pokazy przeprowadzane przez dra Olejniczaka uzyskały wysoką ocenę. Dwukrotnie, w latach 2005 i 2006, startował on w konkursie „Nauki Przyrodnicze na Scenie” i uzyskał wyróżnienia. Także dwa razy reprezentował Polskę na Europejskim Festiwalu „Science on Stage” i został wyróżniony. Pełniąc od 1977 r. funkcję kierownika Pracowni Pokazowej na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Łódzkiego stale dba o jej rozwój. Zbudował kilkadziesiąt nowych i oryginalnych zestawów doświadczalnych. Napisał także kilka programów komputerowych, umożliwiających symulację rozchodzenia się fal elektromagnetycznych oraz ewolucję funkcji falowych przy zadanych rozkładach potencjału. O oryginalności jego prac świadczy 5 uzyskanych patentów. W ostatnim czasie, wspólnie z redaktorem Wiktorem Niedzickim, nagrał film dotyczący energii. Publikuje również artykuły popularnonaukowe oraz dydaktyczne w czasopiśmie dla nauczycieli Fizyka w Szkole, a od ponad dwudziestu lat pełni funkcję Przewodniczącego Komitetu Okręgowego Olimpiady Fizycznej.

Głównym kierunkiem badań naukowych dra Jana Olejniczaka jest fizyka promieniowania kosmicznego ze



szczególnym uwzględnieniem składowej mionowej. Wyniki tych badań zostały opublikowane w 20 artykułach w prestiżowych czasopismach lub zawarte w komunikatach konferencyjnych. Wyrazem uznania osiągnięć naukowych, dydaktycznych, popularyzatorskich i organizacyjnych dra Jana Olejniczaka jest przyznanie mu Medalu Komisji Edukacji Narodowej. W czerwcu 2009 r. dr Olejniczak wraz z zespołem trzech osób z Pracowni Pokazowej, którą kieruje, zorganizował w Łodzi IX Ogólnopolskie Spotkanie Demonstratorów Fizyki.

Zbiorowy laureat konkursu, czyli „Kot Schrödingera”, to grupa ok. 20 studentów z Wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Łódzkiej, tworząca Koło Naukowe. Od 2001 r. biorą oni udział w Łódzkich Festiwalach Nauki, Kultury i Sztuki, na których prezentują oryginalne doświadczenia własnego pomysłu. Doświadczenia te w poglądowy i rzetelny sposób wyjaśniają trudne problemy fizyki. Studenci są zafascynowani fizyką i swoje doświadczenia przygotowują z rozmachem. Zyskują na tym uczestnicy Festiwalu, którzy oglądają pokazy w wykonaniu „Kota Schrödingera”.

W ostatnich latach studenci biorą udział również w Pikniku Naukowym w łódzkiej „Manufakturze”. Każdego roku ich występy odbywają się pod innym hasłem. W 2007 r. hasłem była „Historia fizyki”. Członkowie Koła przebrali się w stroje z odpowiednich epok i prezentowali historyczne doświadczenia o fundamentalnym znaczeniu dla rozwoju fizyki. Dzięki temu można było m.in. zobaczyć pierwszy odrzutowy silnik parowy, czyli obracającą się kulę Herona, zbudowaną w starożytnej Grecji. Studenci pokazali również linie Fraunhofera, których odkrycie przyczyniło

się do rozwoju analizy widmowej i wzbogacenia wiedzy o strukturze atomów i budowie ciał niebieskich.

W 2008 r. hasłem stała się „Fizyka żywiołów”. Doświadczenia pokazowe wyjaśniały wówczas m.in. takie zjawiska, jak kondensacja pary wodnej w atmosferze i powstawanie deszczu oraz działanie ciśnienia atmosferycznego. To drugie zjawisko prezentowane było przy pomocy historycznych półkul magdeburskich, na których uczestnicy pokazów „własnoręcznie” mogli się przekonać, jak trudno je rozerwać po odpompowaniu i jak wielką siłę jest w stanie wywierać ciśnienie atmosferyczne.

Hasłem pokazów z roku 2009 było „Daj się zaskoczyć”. Studenci pokazali możliwości wykorzystania energii słonecznej do gotowania wody i pieczenia kielbasek. W tym celu na centralnym placu łódzkiej „Manufaktury” ustawili oklejoną folią odbłaskową antenę satelitarną o promieniu ok. 2 m, która skupiała padające na nią promienie słoneczne. Interaktywne doświadczenie pokazywało zadziwiające właściwości materiałów reologicznych na przykładzie cieczy nienewtonowskiej. Cieczą tą była mieszanina mąki ziemniaczanej i wody, do której co odważniejsi widzowie mogli wejść i na własnych stopach przekonać się o zaskakujących zmianach jej lepkości. Oprócz tego studenci z „Kota Schrödingera” prezentowali m.in. doświadczenia z fizyki niskich temperatur, ciesząc się ogromnym zainteresowaniem uczestników Pikniku.

Obaj laureaci konkursu „Popularyzator Nauki” nie mają najmniejszego zamiaru spocząć na laurach i w 2010 r. oraz w latach następnych chcą prezentować jeszcze bardziej atrakcyjne doświadczenia i wykłady.

Stanisław Bednarek

## JASNE ŚWIATEŁKA DLA CIEMNEJ MATERII czyli NAGRODA H. NIEWODNICZAŃSKIEGO DLA DR ANDRZEJA SZELCA

W 2002 r. w ramach współpracy ICARUS wyodrębniła się grupa fizyków, którzy chcieli badać możliwości wykorzystania technologii argonowej do poszukiwań Ciemnej Materii. Prawie od samego początku w grupie tej znalazł się Andrzej Szela, wysłany przez prof. Agnieszkę Zalewską na staż na uniwersytet w Neapolu.

Nowa współpraca nazwana WARp (akronim pochodzi od: WIMP Argon Programme, gdzie WIMP to Weakly Interacting Massive Particles), zajęła się dwufazowymi detektorami argonowymi. Faza ciekła służy jako „tarcza” detektora. Cząstki Ciemnej Materii, tzw. WIMP’y powinny uderzać w atomy argonu przekazując im energię odrzutu. Energia ta najprawdopodobniej będzie bardzo mała – rzędu kilkudziesięciu kiloelektronowoltów i objawiać się będzie poprzez scyntylacje oraz jonizację argonu.

Scyntylacje rejestrowane są bezpośrednio przez fotopowielacze, a elektrony pochodzące z jonizacji są dryfowane w polu elektrycznym i ekstrahowane do fazy gazowej. Tam poprzez ich przyspieszenie doprowadza się do emisji scyntylacji wtórnych. Rejestracja scyntylacji pierwotnych oraz wtórnych (czyli pośrednio jonizacji) pozwala na doskonałą dyskryminację tła pochodzącą od promieniowania beta i gamma.

Obserwacje astronomiczne, a w szczególności obserwacje tzw. galaktycznych krzywych rotacji, czyli prędkości

gwiazd w ich ruchu obiegowym wokół centrów galaktyk, w zależności od odległości od tychże centrów, sugerują, że masa grawitacyjna w galaktykach spiralnych nie jest rozmieszczona wyłącznie w dysku widzialnym. Z pomiarów wynika, że gwiazdy poruszają się tak, jakby większość masy galaktyk znajdowała się w kulistym obłoku otaczającym widzialny dysk, czyli w tzw. halo galaktycznym. Nasza Droga Mleczna nie powinna być tutaj wyjątkiem. Ponieważ ta dodatkowa masa jest dla nas niewidzialna, uważa się, że odpowiada za nią Ciemna Materia.

Według obecnie najpopularniejszej hipotezy, Ciemną Materię stanowią WIMP’y, czyli ciężkie, słabo oddziałujące cząstki, znajdujące się w kulistych obłokach otaczających galaktyki. Te obłoki nazwano galaktycznymi halo.

Dodatkowym argumentem dla hipotezy WIMP’ów jest fakt że najpopularniejsze obecnie teorie rozszerzające model standardowy: jak modele Supersymetryczne oraz teorie Kaluzy-Kleina, dopuszczają i wręcz przewidują istnienie takich cząstek! Istnieje już kilka modeli (np. model NFW czy model Moore’a) opisujących halo galaktyczne, tj. rozkład Ciemnej Materii. Wszystkie są motywowane głównie symulacjami numerycznymi. Największe uznanie zyskał tzw. model halo izotermalnego, w którym cząstki Ciemnej Materii zachowują się jak gaz o rozkładzie Maxwella-Boltzmann.





Dr Andrzej Szelc podczas składania 2.3 litrowego detektora WARP.

Jedną z możliwych sygnatur Ciemnej Materii jest zjawisko modulacji sezonowej. Bierze się ono stąd, że jeśli WIMPy faktycznie zachowują się jak gaz, to ich wypadkowa prędkość względem stacjonarnego układu odniesienia wynosi zero. Wtedy ich główna prędkość względem Ziemi pochodzi od ruchu obiegowego Słońca wokół centrum galaktyki. Dodatkową rolę odgrywa ruch Ziemi wokół Słońca, który może się sumować z ruchem Słońca równoległe (czerwiec) lub antyrównoległe (grudzień).

Zmiana wypadkowej prędkości WIMP'ów przekłada się na energię odrzutu, która mogą przekazać atomom detektora, stąd oczekuje się, że w czerwcu powinno się widzieć więcej przypadków niż w grudniu, a modulacja powinna być w przybliżeniu kosinusoidalna.

Jeden z eksperymentów poszukujących Ciemnej Materii – DAMA – twierdzi, że już zaobserwował takie zjawisko, jednakże ten wynik, nie jest jeszcze potwierdzony, a wręcz wydaje się być wykluczony przez pozostałe eksperymenty dla większości modeli WIMP'ów.

Dodatkowo, modulacje sezonowe mogą wykazywać dość ciekawe własności, szczególnie dla niskich energii od-

rzutu oraz jeśli weźmie się pod uwagę dodatkowe zjawiska np. możliwość istnienia strumienia Ciemnej Materii pochodzącego od galaktyki w gwiazdozbiorze Strzelca.

Dr Andrzej Szelc – absolwent MSD IFJ PAN został laureatem Nagrody im. Henryka Niewodniczańskiego za rok 2009. Nagroda jest przyznawana młodym (poniżej 35 lat) pracownikom Instytutu lub studentom Międzynarodowego Studium Doktoranckiego IFJ PAN, za wybitne i twórcze prace w zakresie działalności Instytutu opublikowane w ostatnich trzech latach.

Jury Nagrody oceniało pracę doktorską Adrzeja Szelca pt. „Simulations and Measurements of the Galactic Dark Matter Halo with WARP Detector” (*Symulacje i pomiary halo galaktycznego Ciemnej Materii przy użyciu detektora WARP*), napisaną pod kierunkiem prof. Agnieszki Zalewskiej i obronioną w lipcu 2009 r., a także dwie publikacje współpracy eksperymentu WARP (WIMP Argon Programme), których współautorem jest dr A. Szelc i dwie późniejsze prace, wysłane do bazy danych w SLAC i przygotowywane do publikacji. Dotyczą one trzech zagadnień: wyznaczania górnego ograniczenia na masę i przekrój czynny cząstek Ciemnej Materii w oparciu o pomiary z zastosowaniem dwufazowego detektora argonowego WARP oraz analizy pomiarów tła radioaktywnego izotopu argonu Ar-39 i wpływu zanieczyszczeń azotem i tlenem na uzysk światła w ciekłym argonie. Ważnym osiągnięciem dr Szelca jest indywidualne, tj. poza współpracą eksperymentu WARP, przeprowadzenie fenomenologicznej analizy możliwości zaobserwowania niestandardowych zjawisk rocznej modulacji sygnału pochodzących od cząstek Ciemnej Materii w detektorze WARP, w szczególności odwrócenia fazy modulacji dla niskich energii oraz możliwości obserwacji strumienia pochodzącego od galaktyki w gwiazdozbiorze Strzelca.

Obecnie dr Andrzej Szelc pracuje jako postdoc w laboratorium Grand Sasso, gdzie prowadzony jest eksperyment WARP. Startuje w najbliższym konkursie na stanowisko adiunkta w IFJ PAN.

Pozanaukowo zamiast koncentrować się na jednej rzeczy dr Andrzej Szelc woli próbować jak najwięcej różnych dziedzin. Wśród sportów najczęściej wraca do pływania, chodzi po górach i gra w siatkówkę. Interesuje się fantastyką, science fiction, historią i trochę poprzez to grami RPG (role playing games). Pasjonuje go kultura celtycka. Bardzo lubi podróżować, najchętniej nie mając ustalonego planu podróży i mogąc w każdym momencie zmienić cel czy trasę. Jest wielkim fanem psów, w szczególności jarmników.

*Małgorzata Nowina Konopka*  
Instytut Fizyki Jądrowej  
im. H. Niewodniczańskiego PAN, Kraków





## Wiesław Andrzej Nowak

Urodził się w 1956 roku w Toruniu. W latach 1971-1975 uczył się w klasie matematyczno-fizycznej IV LO im. T. Kościuszki, odnosił sukcesy w olimpiadach chemicznych. Z wyróżnieniem ukończył studia indywidualne na specjalności chemia teoretyczna na Uniwersytecie M. Kopernika w Toruniu. W 1980 r. został asystentem w Zakładzie Fotoluminescencji Roztworów Instytutu Fizyki UMK. Zajmował się różnorodnymi badaniami teoretycznymi – od obliczeń powinowactw elektronowych atomów, poprzez kwantowochemiczne obliczenia stanów TICT, do badania dynamiki rotacyjnej sond fluorescencyjnych. Pracę doktorską z fizyki teoretycznej nt. własności ścisłych rozwiązań modelu Parra-Pople'a, przygotowaną pod opieką prof. dr hab. Jacka Karwowskiego, obronił na Wydziale Mat.-Fiz. Chem. UMK w Toruniu w 1989 roku. W latach 1989-1991 przebywał na stażu w Chicago, w grupie prof. Rona Elbera, zajmował się rozwojem nowych metod komputerowych symulacji dynamiki białek. Rok 1993 spędził w grupie prof. J.-L. Martina, w Laboratoire d'Optique Appliquée (Ecole Polytechnique, Palaiseau, Francja) pracując nad opisem femtosekundowej dynamiki rekombinacji tlenu azotu do białek hemowych. Po powrocie ze staży kontynuował pracę na stanowisku adiunkta w Zakładzie Biofizyki Mole-

kularnej Instytutu Fizyki UMK. Stopień doktora habilitowanego nauk fizycznych w zakresie biofizyki, fizyki molekularnej i fizyki komputerowej uzyskał na Wydziale Fizyki i Astronomii UMK w roku 2000. W tym samym roku, dzięki Senior Fellowship z Japan Society for the Promotion of Science, przebywał 10 miesięcy w Kyoto University, w grupie prof. Hiroshi Nakatsuji, pracując nad wykorzystaniem metody SAC-CI do opisu fotoaktywnych enzymów. Dążąc do eksperymentalnej weryfikacji wyników symulacji komputerowych, zainteresował się technikami spektroskopii siłowej dla pojedynczych cząsteczek. Współpracował z prof. Piotrem Marszałkiem (Duke University, USA), testując nowe sposoby opisu nanomechanicznych własności polisacharydów. Jako ekspert z dziedziny molekularnej mechaniki kwantowej brał też udział w projekcie międzynarodowym poszukiwania nowych, stereo-specyficznych repelentów komarów. Jest współautorem kilkudziesięciu poważniejszych publikacji naukowych i ponad 120 drobniejszych doniesień.

W ostatnich latach zajmuje się opisem teoretycznym modularnych białek adhezyjnych, dyfuzją ligandów gazowych w białkach globularnych, interpretacją wyników pomiarów AFM, wykorzystaniem mikroskopu sił fotonicznych w diagnostyce pojedynczych komórek, współpracując, m.in., z biofizykami z EPFL (Lozanna, Szwajcaria). Główne zainteresowania naukowe prof. W. Nowaka koncentrują się na wykorzystaniu niestandardowych metod symulacji komputerowych do badania białek fotoaktywnych i biopolimerów o znaczeniu medycznym.

Kierował wieloma grantami badawczymi KBN, oraz europejskim projektem dydaktycznym (Grundtvig), w ramach którego (chyba po raz pierwszy w Polsce) prowadzono zdalne, internetowe lekcje fizyki w zakładzie karnym dla młodych przestępców. Od 10 lat organizuje mini-workshop „BIT- Bioinformatics in Torun”. Jest członkiem komisji zagranicznej ZG PTF i wiceprezesem Polskiego Towarzystwa Bioinformatycznego. Dużo wysiłku poświęca popularyzacji nauki, bardzo poważnie traktuje kształcenie studentów, stara się hobbystycznie uatrakcyjnić nauczanie fizyki. Od 2007 jest wicedyrektorem Instytutu Fizyki UMK ds. dydaktycznych, bierze udział w tworzeniu Centrum Optyki Kwantowej i Interdyscyplinarnego Centrum Nowoczesnych Technologii UMK. Stara się rozwinąć na UMK techniki badania pojedynczych biocząsteczek.

Wiele zawdzięcza żonie Danucie (matematyczka), z którą dogaduje się łatwo przy pomocy prostych równań. Starszy syn Andrzej (informatyk w CERNie) też rozumie algorytmy, zaś młodszy syn Jan (student medycyny) analitycznie rozwiązuje każdy bioproblem. Główne hobby to turystyka górską i narty biegowe.



## POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

<http://postepy.fuw.edu.pl>

- ▶ **ARCHIWUM**  
spisy treści wszystkich zeszytów
- ▶ **ARTYKUŁY DO POBRANIA**  
m.in. przekłady wykładów noblowskich (Wolfgang Ketterle, Raymond Davis Jr., Masatoshi Koshiha, Riccardo Giacconi, Aleksiej A. Abrikosow, Anthony J. Leggett, Witalij Ł. Ginzburg, Frank Wilczek, David J. Gross, David Politzer, Roy J. Glauber, Theodor W. Hänsch, John L. Hall, John C. Mather, George F. Smoot III, Albert Fert, Peter A. Grünberg)  
oraz wykłady z ostatnich Zjazdów Fizyków Polskich (Białystok 1999, Toruń 2001, Gdańsk 2003, Warszawa 2005, Szczecin 2007)
- ▶ **MATERIAŁY DODATKOWE**  
uzupełnienia niektórych artykułów
- ▶ **NOWE KSIĄŻKI**  
Romuald Józwicki, Technika laserowa i jej zastosowania, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2009  
  
Eugeniusz Łągiewka, Antoni Budniok, Struktura, właściwości i metody badań materiałów otrzymanych elektrolitycznie, Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego, Katowice 2010  
  
James B. Hartle, GRAWITACJA Wprowadzenie do ogólnej teorii względności Einsteina, Przełożył Piotr Amsterdamski, Wydawnictwo Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2010

## WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Marek Abramowicz o fizyce i o muzyce*
- *Ryszard Horodecki przedstawi swój kolejny wiersz*
- *Wojciech Broniowski et al. o Projekcie FENIKS*
- *Ludwik Dobrzyński o zastosowaniach twierdzenia Bayesa*
- *Grzegorz Jezierski o konstrukcji i zastosowaniach lamp rentgenowskich*
- *Grzegorz Karwasz o interdyscyplinarnej wystawie interaktywnej z optyki*

## PRENUMERATA

Postępy Fizyki można zaprenumerować w jeden z następujących sposobów.

- ▶ **PRZEZ ODDZIAŁY PTF** (tylko prenumerata krajowa dla członków PTF i studentów):  
Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2010 r. wynosi 48 zł.  
Dostawa Postępów odbywa się za pośrednictwem Oddziałów.
- ▶ **PRZEZ ZARZĄD GŁÓWNY PTF** (tylko prenumerata krajowa):  
Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF: 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 (PKO BP IX O/Warszawa) lub w Biurze Zarządu Głównego PTF.  
Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2010 r. wynosi 60 zł.  
Dostawa Postępów Fizyki następuje drogą pocztową pod wskazany adres.
- ▶ **PRZEZ PRZEDSIĘBIORSTWA KOLPORTAŻU PRASY:**  
RUCH (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>)  
KOLPORTER (<http://sa.kolporter.com.pl>)  
GARMOND PRESS (<http://www.garmond.com.pl>)  
Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2010 r. wynosi 72 zł.

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę – patrz <http://www.ruch.pol.pl>.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

Czekamy na artykuły przeglądowe i monograficzne pod warunkiem, żeby były przystępne dla ogółu fizyków. Układ pracy (tytuł, autorzy), afiliacja(e), streszczenie po polsku, tytuł angielski, streszczenie po angielsku, tekst, odnośniki literaturowe, podpisy pod ilustracjami itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w Postęпах Fizyki (patrz artykuły w ostatnich zeszytach). Prace w edytorze WORD z ilustracjami w jpg o rozdzielczości co najmniej 300 dpi prosimy nadsyłać e-mailem równocześnie na dwa adresy: Postępy Fizyki [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl) oraz Redaktora Naczelnego [jerzy.warczewski@us.edu.pl](mailto:jerzy.warczewski@us.edu.pl). Wszystkie prace są recenzowane. Patrz również strona internetowa Postępów Fizyki.

## REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularyzatorów – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w Postęпах Fizyki. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl).

## POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

Founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles and abstracts both in Polish and English by the Polish Physical Society with a support of the Ministry of Science and Higher Education, the Physics Faculty of the Warsaw University and the Institute of Physics of the University of Silesia.

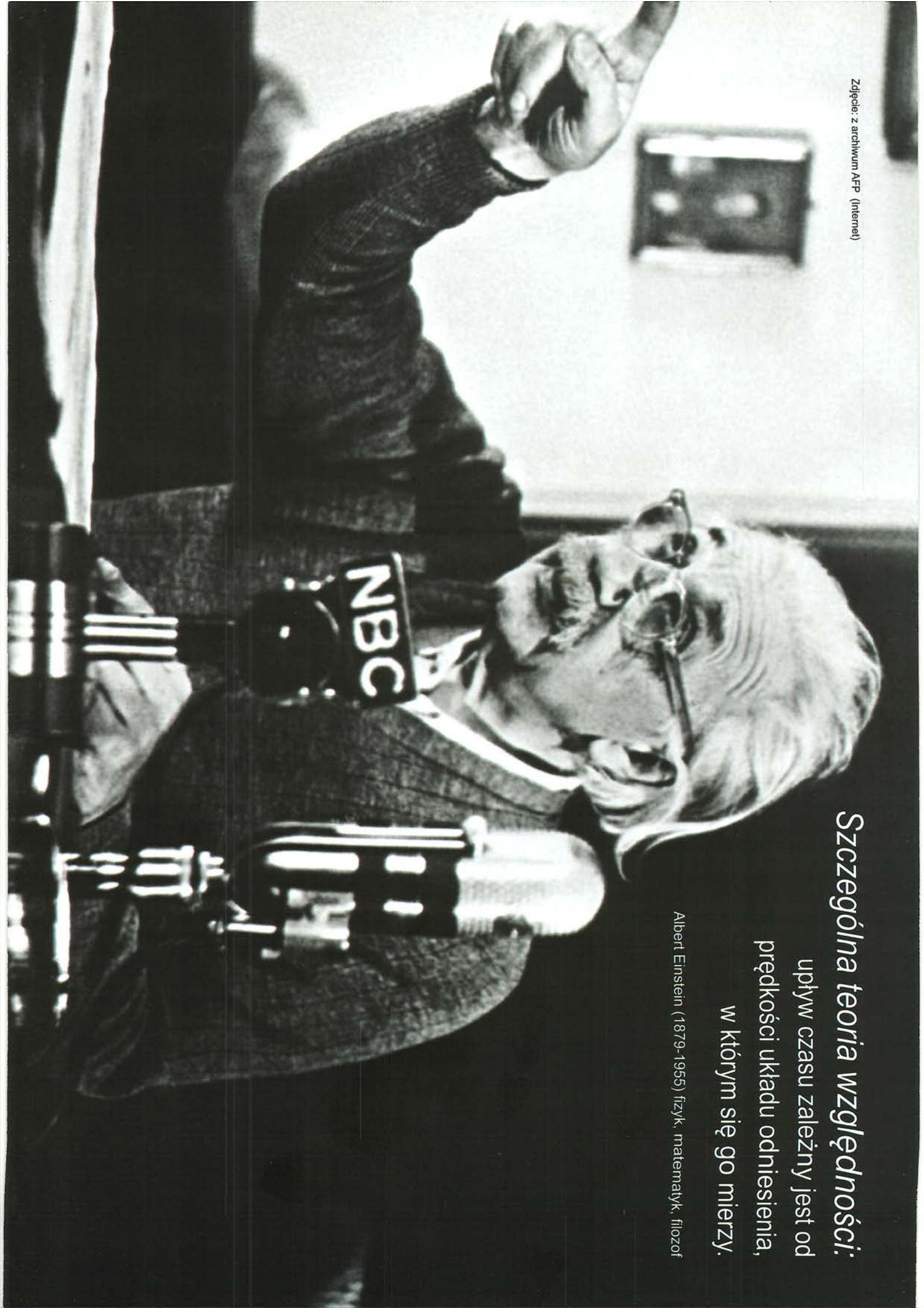
## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).



**Szczególna teoria względności:**  
upływ czasu zależy od  
prędkości układu odniesienia,  
w którym się go mierzy.

Albert Einstein (1879-1955) fizyk, matematyk, filozof







## *Ogólna teoria względności (otw):*

Czas nie płynie odrębnie, lecz jest związany jako czwarty wymiar w pojęciu czasoprzestrzeni. Zgodnie z podstawowym założeniem otw istnienie masy powoduje w jej sąsiedztwie zakrzywienie czasoprzestrzeni.

Albert Einstein (1879-1955) fizyk, matematyk, filozof