

# **Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości**

**Wojciech Tadeusz Chyla, PhD**

*Autoreferat habilitacyjny*

# Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości

Wojciech Tadeusz Chyla, PhD

Autoreferat habilitacyjny

## CZĘŚĆ I

### DYPLOMY, INSTYTUCJE, DYDAKTYKA, INFORMACJE RÓŻNE

|                                                                        |   |
|------------------------------------------------------------------------|---|
| 1. Dyplomy i świadectwa wykształcenia .....                            | 4 |
| 2. Praca w instytucjach akademickich i doświadczenie dydaktyczne ..... | 4 |
| 3. Informacje różne .....                                              | 5 |

## CZĘŚĆ II

### OMÓWIENIE JEDNOTEMATYCZNEGO CYKLU PUBLIKACJI

#### *Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości*

|                                                                                                                                                                     |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1. Podstawy teoretyczne propagacji promieniowania o zmiennej częstotliwości (VF rays) .....                                                                         | 7  |
| 1.1. Geneza tematu badawczego .....                                                                                                                                 | 7  |
| 1.1.1. Unifikacja zasady Fermata z zasadą najmniejszego działania .....                                                                                             | 7  |
| 1.1.2. Włączenie promieniowania VF do optyki geometrycznej .....                                                                                                    | 8  |
| 1.2. Wyprowadzenie nowej zasady ekstremum (NEP) dla promieniowania VF z zasady najmniejszego działania (PLA) .....                                                  | 8  |
| 1.2.1. Zasada wariacyjna dla promienia świetlnego w kontekście całek po trajektoriach i zasady Schwingera .....                                                     | 8  |
| 1.2.2. Konstrukcja gęstości Lagrangianu, Lagrangianu, całki działania i zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w próżni .....              | 9  |
| 1.2.3. Wyprowadzenie zasady wariacyjnej dla optyki geometrycznej (NEP) z zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w próżni .....             | 11 |
| 1.2.4. Konstrukcja gęstości Lagrangianu, Lagrangianu, całki działania i zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w ośrodku materialnym...11  |    |
| 1.2.5. Wyprowadzenie zasady wariacyjnej dla optyki geometrycznej (NEP) z zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w ośrodku materialnym...12 |    |
| 1.2.6. Opcja przestrzennej parametryzacji toru promienia świetlnego .....                                                                                           | 13 |
| 1.3. Dyskusja nowej zasady ekstremum (NEP) dla promieniowania VF .....                                                                                              | 13 |
| 1.3.1. Kompatybilność NEP z innymi zasadami wariacyjnymi dla promieni świetlnych .....                                                                              | 13 |
| 1.3.2. Optyka geometryczna promieni VF nie jest granicą krótkofalową optyki fizycznej ....                                                                          | 13 |
| 1.3.3. Alternatywne metody rozwiązywania problemu wariacyjnego NEP .....                                                                                            | 14 |
| 2. Zastosowanie nowej zasady ekstremum (NEP) do zjawiska odbicia promieni VF .....                                                                                  | 14 |
| 2.1. Problem odbicia promieniowania ze zmianą częstotliwości .....                                                                                                  | 14 |
| 2.2. Ogólne prawo odbicia promieniowania od lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym .....                                                                          | 14 |
| 2.3. Prawo odbicia promieni od poruszającego się lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym .....                                                                     | 15 |
| 2.4. Obszary zastosowań prawa odbicia ze zmianą częstotliwości .....                                                                                                | 15 |
| 3. Zastosowanie nowej zasady ekstremum (NEP) do zjawiska propagacji promieni VF w środowisku ogólnorelatywistycznym .....                                           | 16 |
| 3.1. Problem propagacji światła w polu grawitacyjnym w obecności medium refrakcyjnego .....                                                                         | 16 |
| 3.2. Równania propagacji promienia świetlnego pod wpływem grawitacji i refrakcji .....                                                                              | 17 |
| 3.3. Podejście analityczne w przypadku pola grawitacyjno-refrakcyjnego o symetrii sferycznej... 18                                                                  |    |
| 3.4. Uwagi ogólne o soczewkowaniu grawitacyjno-refrakcyjnym .....                                                                                                   | 18 |
| 4. Współczynnik refrakcji w relatywistycznym medium dyspersyjnym .....                                                                                              | 19 |
| 4.1. Medium relatywistyczne i relatywistyczny współczynnik refrakcji .....                                                                                          | 19 |
| 4.2. Transformacja Lorentza w relatywistycznym medium dyspersyjnym .....                                                                                            | 19 |
| 4.3. Obszary zastosowań relatywistycznego współczynnika refrakcji .....                                                                                             | 20 |
| 5. Prędkość grupowa fal elektromagnetycznych w relatywistycznym medium dyspersyjnym .....                                                                           | 20 |
| 5.1. Sformułowanie problemu i sposobu jego rozwiązania .....                                                                                                        | 20 |
| 5.2. Prędkość grupowa fal elektromagnetycznych w medium relatywistycznym .....                                                                                      | 21 |
| 5.3. Obszary zastosowań wzoru na prędkość grupową w medium relatywistycznym .....                                                                                   | 21 |

|                                                                                                   |           |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>6. Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie linii widmowych w astrofizyce i kosmologii .....</b>  | <b>21</b> |
| 6.1. Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie linii widmowych .....                                  | 22        |
| 6.2. Przesunięcie linii widmowych wskutek łącznego działania kilku efektów .....                  | 22        |
| 6.3. Wpływ refrakcji na przesunięcie linii widmowych w przypadku supernowych typu Ia .....        | 23        |
| <b>7. Generacja skolimowanej wiązki promieniowania gamma o ultra-wysokiej intensywności .....</b> | <b>24</b> |
| 7.1. Problem braku silnych, skolimowanych źródeł promieniowania gamma .....                       | 24        |
| 7.2. Spontaniczna konwersja częstotliwości ultra-intensywnego pola fotonowego .....               | 24        |
| 7.3. Obszary zastosowań ultra-silnych, skolimowanych wiązek gamma .....                           | 25        |
| <b>8. Lista publikacji w zakresie promieniowania VF .....</b>                                     | <b>26</b> |

### **CZĘŚĆ III**

#### **NOTA O PUBLIKACJACH W DZIEDZINIE METROLOGII**

|                                                                                                   |           |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Ewolucja międzynarodowego metrycznego układu jednostek miar SI .....</b>                    | <b>27</b> |
| <b>2. Nowa definicja mola .....</b>                                                               | <b>29</b> |
| <b>3. Sformułowanie redefinicji jednostek podstawowych w New SI .....</b>                         | <b>30</b> |
| <b>4. Metrologia elektryczna nanostruktur a konieczność redefinicji ampera .....</b>              | <b>30</b> |
| <b>5. Geneza i współczesność NIST z odniesieniami do funkcjonowania metrologii w Polsce .....</b> | <b>31</b> |
| <b>6. Metrologia we współczesnej gospodarce globalnej .....</b>                                   | <b>31</b> |
| <b>7. Projekt Avogadro jako element programu redefinicji jednostek podstawowych SI .....</b>      | <b>31</b> |
| <b>8. Organizacja i znaczenie współczesnej metrologii .....</b>                                   | <b>32</b> |
| <b>9. Prace Międzynarodowego Biura Miar .....</b>                                                 | <b>32</b> |
| <b>10. Reforma międzynarodowego układu jednostek miar .....</b>                                   | <b>32</b> |
| <b>11. Lista publikacji w dziedzinie metrologii .....</b>                                         | <b>33</b> |

### **CZĘŚĆ IV**

#### **NOTA O PUBLIKACJACH W INNYCH DZIEDZINACH**

|                                                                                                     |           |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Efekt elektrostatyczny w nanostrukturach warstwowych i jego manifestacja spektralna .....</b> | <b>34</b> |
| <b>2. Efekt elektrostatyczny w rezonansach prądowych nanostruktur warstwowych .....</b>             | <b>36</b> |
| <b>3. Potencjał hiperboliczny w oddziaływaniach ciężkich kwarków .....</b>                          | <b>37</b> |
| <b>4. Model hoppingowy przewodnictwa elektrycznego w półprzewodnikach .....</b>                     | <b>38</b> |
| <b>5. Jednoczesne soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne .....</b>                                  | <b>39</b> |
| <b>6. Zagadnienia z dziedziny farmacji .....</b>                                                    | <b>39</b> |
| <b>7. Lista publikacji w innych dziedzinach .....</b>                                               | <b>40</b> |

### **CZĘŚĆ V**

#### **ZBIORCZA LISTA ARTYKUŁÓW, REFERATÓW I PRZEKŁADÓW**

|                                                                                                 |           |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Zbiorcza lista artykułów opublikowanych w czasopismach naukowych i technicznych .....</b> | <b>41</b> |
| <b>2. Zbiorcza lista referatów na konferencjach i seminariach .....</b>                         | <b>43</b> |
| <b>3. Zbiorcza lista przekładów .....</b>                                                       | <b>43</b> |
| <b>4. Recenzje monografii .....</b>                                                             | <b>44</b> |

### **CZĘŚĆ VI**

#### **KOPIE DOKUMENTÓW**

|                                                                                           |           |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Kopie dyplomów (ad CZĘŚĆ I) .....</b>                                               | <b>45</b> |
| <b>2. Kopie publikacji (ad CZĘŚCI II, III, IV) .....</b>                                  | <b>46</b> |
| 2.1. Kopie artykułów należących do jednotematycznego cyklu publikacji (ad CZĘŚĆ II) ..... | 46        |
| 2.2. Kopie artykułów w dziedzinie metrologii (ad CZĘŚĆ III) .....                         | 47        |
| 2.3. Kopie artykułów w innych dziedzinach (ad CZĘŚĆ IV) .....                             | 48        |
| 2.4. Kopie recenzji monografii .....                                                      | 49        |

## CZĘŚĆ I

### DYPLOMY, INSTYTUCJE, DYDAKTYKA, INFORMACJE RÓŻNE

#### 1. Dyplomy i świadectwa wykształcenia

- **1990 – 1993** United States Particle Accelerator School, świadectwa ukończenia.
  - \* **1993** Harvard University, Cambridge, USA.
  - \* **1992** Stanford University, Stanford, USA.
  - \* **1991** University of Illinois, Urbana-Champaign, USA.
  - \* **1990** Harvard University, Cambridge, USA.
- **1992** – Philosophy Doctor, Physics, University of North Texas (1987 – 1992), Denton, USA.
  - \* Tytuł rozprawy doktorskiej: *Expulsion of carriers from the double-barrier quantum well and investigation of its spectral and transport consequences*.
  - \* Nostryfikacja stopnia doktorskiego: Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 1994.
- **1987** – Master of Arts in Physics, University of Southern California (1985–1987), Los Angeles, CA.
- **1974** – Magister Chemii, Wydział Chemii, Uniwersytet Warszawski (1969-1974), Warszawa.
  - \* Tytuł pracy magisterskiej: *Obliczenie energii oddziaływania indukcyjnego w cząsteczce He-H<sup>+</sup>*.
- **1970** – English Language College, „Metodyści” (1966-1970), Warszawa, świadectwo ukończenia.

#### 2. Praca w instytucjach akademickich i doświadczenie dydaktyczne

- **Instytucje akademickie**
  - \* **1994 – 1998** Adiunkt, Wydział Matematyczno-Przyrodniczy, Wyższa Szkoła Pedagogiczna (obecnie Uniwersytet Warmińsko-Mazurski), Olsztyn.  
*Obowiązki.* Wykłady, kolokwia i egzaminy z fizyki ogólnej i współczesnej dla studentów stacjonarnych i zaocznych Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego. Zajęcia laboratoryjne i ćwiczenia rachunkowe z fizyki ogólnej. Udział w licencjackiej komisji egzaminacyjnej.
  - \* **1987 – 1991** Instructor (Teaching fellow), Teaching assistant, Department of Physics, University of North Texas, USA.  
*Obowiązki.* Instructor (Teaching fellow): Wykłady z mechaniki oraz wykłady z termodynamiki (calculus-based undergraduate lecture course for science majors, program wg Resnick & Halliday), kolokwia (midterms) i egzaminy. Teaching assistant: Zajęcia w laboratoriach zamkniętych dla undergraduate science majors (mechanika, termodynamika, elektryczność i magnetyzm, optyka) oraz laboratorium otwarte fizyki ogólnej dla non-science majors.
  - \* **1985 – 1987** Teaching assistant, Department of Physics, University of Southern California, USA. *Obowiązki.* Zajęcia w laboratorium zamkniętym dla undergraduate science majors (mechanika). Grading (sprawdzanie i punktowanie – bez oceny – prac domowych i egzaminów undergraduate science majors; sprawdzanie i punktowanie – bez oceny – prac domowych graduate physics students).
  - \* **1974 – 1978** Asystent, Instytut Fizyki, Polska Akademia Nauk, Warszawa.  
*Obowiązki.* Praca badawcza własna oraz praca numeryczna na rzecz innych pracowników Zakładu Teorii Ciała Stałego i Spektroskopii Mikrofalowej.
- **Inna działalność badawcza i dydaktyczna**
  - \* **2014 – obecnie**, Starszy specjalista, Główny Urząd Statystyczny, Warszawa.
  - \* **2013 – 2013** Pracownik laboratorium, Radwag, Radom.
  - \* **1998 – 2013** Applied Science Enterprise, Warszawa (firma 1-osobowa).  
*Działalność:* Prace badawcze, publikacje, konsultacje, dydaktyka (korepetycje, kursy przygotowawcze z fizyki do matury krajowej i międzynarodowej International Baccalaureate).
  - \* **2008 – 2011** Główny specjalista, Główny Urząd Miar, Warszawa.
  - \* **1992 – 1993** Nauczyciel (zastępstwa), Denton Independent School District, TX, USA.



- \* **1992 – 1993** Konsultant, Medical College Admission Test, American Institute for Research, Washington, DC, USA.
- \* **1992 – 1993** Konsultant, American College Testing Program, Iowa City, IA, USA.
- \* **1992 – 1993** Tłumacz tekstów technicznych, SCITRAN, Santa Barbara, CA, USA.
- \* **1983 – 1985** Wykładowca kursów przygotowawczych z fizyki i chemii przy Uniwersytecie Warszawskim.
- \* **1983 – 1984** Wykładowca kursów przygotowawczych z fizyki w Towarzystwie Wiedzy Powszechnej, Warszawa.
- \* **1981 – 1983** Brak zatrudnienia. Korepetytor matematyki, fizyki i chemii.
- \* **1981 – 1981** Laborant, Instytut Biologii Doświadczalnej PAN, Warszawa.
- \* **1978 – 1980** Konsultant i analityk komputerowy, Zespół Konstrukcji Metalowych, Politechnika Warszawska.
- \* **1978 – 1980** Konsultant, Zakład Krystalografii, Uniwersytet Warszawski.

### **3. Informacje różne**

#### **• Dane bibliograficzne**

- \* Liczba artykułów – 33
- \* Liczba artykułów opublikowanych w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF – 15
- \* Liczba artykułów opublikowanych w krajowych czasopismach z punktacją MNiSW – 13
- \* Liczba artykułów opublikowanych w innych czasopismach naukowo-technicznych – 4
- \* Liczba artykułów opublikowanych w materiałach konferencyjnych – 1
- \* Liczba referatów na konferencjach i seminariach – 12
- \* Liczba cytowań – 13 (WoS), 14 (JCR), 42 (Google Scholar)
- \* Indeks h – 3 (JCR), 4 (Google Scholar)
- \* Sumaryczny Impact Factor – 14,9
- \* Sumaryczna punktacja opublikowanych artykułów wg listy MNiSW – 305

#### **• Nagrody**

- \* **1993, 1992, 1991, 1990** – Stypendia z Fermilab'u finansujące udział w US Particle Accelerator School, USA.
- \* **1991** – Industrial Sponsorship Award (American Physical Society, Texas Section), USA.
- \* **1991** – L. Miller Scholarship (University of North Texas), USA.
- \* **1985** – Idalene Merrill Fellowship (University of Southern California), USA.
- \* **1969 – 1974** Dziewięć nagród rektorskich (Uniwersytet Warszawski).

#### **• Członkostwo w stowarzyszeniach**

- \* **1989 – 1993** Członek American Physical Society, USA.
- \* **1989 – obecnie**, członek ΣΠΣ (Physics Honor Society), USA.

#### **• Praca organizacyjna**

- \* **2013** – Delegat na 63 General Assembly CECIP (European Association of Manufacturers of Weighing Instruments), Rotterdam, Holandia.
- \* **2010** – Sekretarz posiedzenia Komitetu Technicznego TC1 OIML (International Organization of Legal Metrology), Warszawa.

#### **• Praca redakcyjna**

- \* **2008 – 2011** Redakcja merytoryczna i techniczna *Metrologii – Biuletynu GUM* (kwartalnik).

#### **• Recenzje artykułów dla redakcji czasopism**

- \* Journal of Electromagnetic Waves and Applications
- \* International Journal of Astronomy and Astrophysics
- \* British Journal of Applied Science and Technology
- \* Physical Review and Research International
- \* Journal of Applied Physical Science International
- \* Physical Science International Journal

- **Recenzje monografii opublikowane w polskich czasopismach**
  - \* T. J. Quinn, "From artefacts to atoms. The BIPM and the search for ultimate measurement standards", Oxford University Press, Oxford, 2012.
  - \* R. Nater, A. Reichmuth, M. Borys, P. Zervos, „Dictionary of weighing terms. A guide to the terminology of weighing”, Springer, Dordrecht, 2009.
- **Analizy, ekspertyzy**
  - \* **2009** – W. T. Chyla, Analiza brytyjskiego dokumentu rządowego "A strategy for the National Measurement System 2010 – 2014", wykonana dla brytyjskiego National Measurement Office, DIUS, May 2009.
  - \* **2009** – W. T. Chyla, Analiza projektu Decyzji Parlamentu Europejskiego i Rady w sprawie Europejskiego Programu Badań w Metrologii (EMRP), wykonana dla Głównego Urzędu Miar.
  - \* **2010** – W. T. Chyla, Analiza założeń do projektu ustawy „Prawo o Miarach”, wykonana dla Głównego Urzędu Miar.
  - \* **2011** – W. T. Chyla, Analiza dokumentu „EURAMET Strategy 2020”, wykonana dla Głównego Urzędu Miar.
  - \* **2011** – W. T. Chyla, Analiza projektu CCU-CIPM w sprawie redefinicji jednostek podstawowych układu SI, wykonana dla Głównego Urzędu Miar.
- **Przekłady**
  - \* Patrz 'Zbiorecza lista przekładów', CZĘŚĆ V, sekcja 3.
- **Udział w szkoleniach**
  - \* **2013** – United States Pharmacopeia, Understanding USP requirements for balances, Bazylea, Szwajcaria.
  - \* **2012** – QS Zurich, Menadżer projektów EFS, Warszawa.
  - \* **2009** – GUM, Praktyka obliczania niepewności pomiaru, Warszawa.
  - \* **2009** – IMS, Systemy zarządzania według normy PN-EN ISO/IEC 17025:2005 w laboratoriach badawczych i wzorcujących, Warszawa.
  - \* **2009** – Akademia Nauki, Efektywne przetwarzanie informacji, Warszawa.
  - \* **2009** – OPI, Europejski Program Operacyjny Innowacyjna Gospodarka, Warszawa.
  - \* **2009** – ALTKOM, Radzenie sobie w sytuacjach trudnych – zmiany organizacyjne, Warszawa.
  - \* **2008** – GUM, Wybrane zagadnienia metrologii ogólnej, Warszawa.
  - \* **1975** – Instytut Matematyczny PAN, Programowanie w języku Fortran, Warszawa.



## CZĘŚĆ II

### OMÓWIENIE JEDNOTEMATYCZNEGO CYKLU PUBLIKACJI

#### *Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości*

#### **1. Podstawy teoretyczne propagacji promieniowania o zmiennej częstotliwości (VF rays)**

W klasycznej optyce fizycznej kluczową rolę odgrywa częstotliwość (długość fali) promieniowania elektromagnetycznego. Natomiast w klasycznej optyce geometrycznej częstotliwość promienia świetlnego jest nieistotnym stałym parametrem. Istnieją jednak zjawiska (np. odbicie od poruszającego się lustra, propagacja w silnym polu grawitacyjnym lub oddziaływania kwantowe), w których częstotliwość promienia świetlnego zmienia się wzdłuż toru jego propagacji. Jest to sytuacja pośrednia między optyką fizyczną, a klasyczną optyką geometryczną, nieuwzględniona w zasadzie Fermata.

Klasyczną optykę fizyczną wyprowadza się z zasady najmniejszego działania. Prawa klasycznej optyki geometrycznej wyprowadza się z zasady Fermata. Ponieważ klasyczna optyka geometryczna jest szczególnym przypadkiem optyki fizycznej, to zasada Fermata nie powinna być uważana za niezależną zasadę fizyczną, ale należy ją wyprowadzić z zasady najmniejszego działania. Okazuje się, że jest to istotnie możliwe, a w wyniku wyprowadzenia otrzymujemy bardziej ogólną postać zasady wariacyjnej dla optyki geometrycznej, przewidującą możliwość zmiany częstotliwości promienia świetlnego wzdłuż jego trajektorii; nowa zasada wariacyjna dla optyki geometrycznej obejmuje klasyczną zasadę Fermata jako szczególny przypadek. Jednoczesnym rozwiązaniem obu tych zagadnień zajmuję się w pracy<sup>1</sup> [1], {9}.

#### **1.1. Geneza tematu badawczego.**

##### **1.1.1. Unifikacja zasady Fermata z zasadą najmniejszego działania.**

Pierwszą zasadą wariacyjną w fizyce była sformułowana w XVII wieku (1662) zasada Fermata (zasada najmniejszego czasu, PLT), która mówi, że promienie świetlne biegą między dwoma punktami po takich trajektoriach, by ich czas propagacji był minimalny. Pierwotnym celem zasady Fermata było stworzenie podstawy teoretycznej dla znanych z doświadczenia praw optyki geometrycznej. Jednak z dzisiejszego punktu widzenia, historyczne znaczenie zasady Fermata wynika przede wszystkim stąd, że była ona prekursorem zasady wariacyjnej Hamiltona (zasady najmniejszego działania, PLA), która stanowi formalizm unifikujący dla ustalonych już praw fundamentalnych fizyki teoretycznej i paradygmat, na którym wzorowane są konstrukcje nowych teorii, szczególnie w dziedzinie teorii cząstek i pól kwantowych.

Chociaż z zasady najmniejszego działania można wyprowadzić prawa fizyki klasycznej, teorie pól kwantowych oraz różnorodne teorie fenomenologiczne, to w optyce geometrycznej fizycy nie odwołują się do zasady Hamiltona, ale nadal stosują zasadę Fermata, która uważana jest za byt samoistny, niezależny od zasady najmniejszego działania. Pierwotnym celem tej pracy było wyprowadzenie zasady Fermata z zasady najmniejszego działania, aby w ten sposób zmniejszyć liczbę niezależnych cegiełek, z których zbudowane są podstawy fizyki, zgodnie z duchem postulatu Ockham'a o prostocie praw filozofii naturalnej.

Przekonanie o istnieniu związku obu zasad wariacyjnych (PLT i PLA) wynika z poczucia estetyki formalnej w fizyce, która przejawia się w dążeniu do unifikacji pojęć i praw fizycznych oraz w poszukiwaniu symetrii w fizycznym obrazie świata. Taka motywacja jest oczywiście niewystarczająca, bo choć zawsze istotna, jest ona tak ogólna, że rzadko da się zredukować do podjęcia konkretnego tematu.

Wskazówką do poszukiwania *bezpośredniego* związku zasady Fermata z zasadą najmniejszego działania jest istnienie *pośredniego* związku między PLA, a optyką geometryczną. A mianowicie, skoro z PLA można wyprowadzić równania Maxwella, które zawierają w sobie klasyczną optykę fizyczną, która w granicy krótkofalowej przechodzi w optykę geometryczną, to powinien istnieć również

---

<sup>1</sup> Liczba w nawiasie kwadratowym oznacza numer artykułu na liście w danej części autoreferatu, a liczba w nawiasie klamrowym oznacza numer tego samego artykułu na końcowej, zbiorczej liście publikacji.



bezpośredni związek między obu zasadami wariacyjnymi (PLT i PLA), z których optyka geometryczna może być wyprowadzona.

Poszukiwanie związku PLT z PLA nie może odbywać się na poziomie równań Maxwella, ponieważ stanowią one więzy jednoznacznie wyznaczające bieg promieni świetlnych i nie pozostawiają miejsca na podejście wariacyjne (jakakolwiek zmiana, tj. wariacja biegu promieni świetlnych pogwałciłaby układ 4 równań Maxwella). Poszukiwanie związku PLT z PLA musi się zatem odbywać na wyższym poziomie ogólności, tzn. PLT musi być wyprowadzona bezpośrednio z PLA.

### **1.1.2. Włączenie promieniowania VF do optyki geometrycznej.**

W klasycznej optyce geometrycznej, opartej na zasadzie Fermata, częstotliwość światła jest nieistotnym stałym parametrem. Częstotliwość służy jedynie do ustalenia właściwości fenomenologicznych danego ośrodka (współczynnika załamania światła), co ma znaczenie przy zmianie parametryzacji toru z czasowej na przestrzenną. Ewentualny związek trajektorii promienia świetlnego z jego częstotliwością nie ma szansy ujawnić się również wówczas, gdy optykę geometryczną wyprowadzamy z optyki fizycznej, przechodząc z częstotliwością promieniowania elektromagnetycznego do nieskończoności (granica krótkofalowa optyki fizycznej). Dopóki częstotliwość promienia świetlnego pozostaje stała wzdłuż całego jego toru, to klasyczna optyka geometryczna i obie drogi dojścia do niej (via zasada Fermata lub równania Maxwella) pozostają w mocy.

Istnieją jednak oddziaływania, nieznane kilkaset lat temu, które mogą zmieniać częstotliwość promienia świetlnego wzdłuż toru jego propagacji. Na przykład, promień świetlny odbijający się od poruszającego się lustra zmienia w sposób skokowy swą częstotliwość w punkcie odbicia (efekt szczególnej teorii względności); promień poruszający się w pobliżu dużej masy zmienia swą częstotliwość w sposób ciągły wskutek dylatacji czasu w silnym polu grawitacyjnym (efekt ogólnej teorii względności); a w koherentnym rozpraszaniu ramanowskim zmiana częstotliwości zachodzi wskutek oddziaływań natury kwantowej. Promienie świetlne podlegające takim oddziaływaniom nazywam promieniami o zmiennej częstotliwości (VF rays). Są one z definicji monochromatyczne w każdym punkcie (jedna składowa Fourierowska w każdym punkcie), ale wartość liczbowa częstotliwości może zmieniać się w miarę propagacji promienia wskutek oddziaływań jakie napotyka on na swej drodze.

Skoro promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości istnieje obiektywnie, to dziedzina optyki geometrycznej powinna być o nie poszerzona. Uwzględnienie istnienia promieni VF implikuje konieczność zastąpienia PLT *nową zasadą wariacyjną* (New Extremum Principle, w skrócie NEP), która będzie „czuła” na (względne) zmiany częstotliwości promienia świetlnego wzdłuż jego toru. Mechanizm fizyczny zmiany częstotliwości światła może być różny, ale bez względu na fizyczną przyczynę tego zjawiska, ów dodatkowy stopień swobody promieni świetlnych musi być uwzględniony w wyprowadzeniu NEP z PLA.

## **1.2. Wyprowadzenie nowej zasady ekstremum (NEP) dla promieniowania VF z zasady najmniejszego działania (PLA).**

W tej części dyskusji zwrócimy uwagę na przesłanki fizyczne i interpretację ważnych aspektów formalizmu użytego do wyprowadzenia nowej zasady wariacyjnej dla optyki geometrycznej z zasady najmniejszego działania. Natomiast narzędzia matematyczne użyte w tym wyprowadzeniu są standardowe, bez własnych wynalazków w tej mierze.

### **1.2.1. Zasada wariacyjna dla promienia świetlnego w kontekście całek po trajektoriach i zasady Schwingera.**

Zasada wariacyjna dla promienia świetlnego jest ściśle związana z koncepcją Feynmana całek po trajektoriach i równoważnym jej sformułowaniem zasady najmniejszego działania w ujęciu Schwingera.

Zgodnie z koncepcją Feynmana, wszystkie trajektorie łączące stan początkowy A i stan końcowy B układu klasycznego lub kwantowego są równie prawdopodobne, tzn. moduł amplitudy prawdopodobieństwa przejścia  $A \rightarrow B$  jest taki sam dla wszystkich trajektorii łączących stany A i B, ale (zespolony) czynnik fazowy amplitudy przejścia zależy eksponencjalnie od całki działania po danej trajektorii. Całkowita amplituda prawdopodobieństwa przejścia ze stanu początkowego do końcowego to suma (całka) amplitud przejścia po wszystkich trajektoriach łączących oba stany. Ponieważ wartość jednostki działania (stała Plancka) jest bardzo mała, to (zespolone) czynniki fazowe, zależne od trajektorii, oscylują bardzo szybko (zmieniając znak) nawet dla niewielkich zmian trajektorii i w efekcie wkłady od praktycznie wszystkich trajektorii znoszą się, poza tzw. trajektorią stacjonarną, czyli taką,

która ekstremalizuje (minimalizuje) całkę działania,  $\delta_{\text{path}} S_{\text{field}} = 0$ . Ponieważ trajektoria stacjonarna, wraz z grupą trajektorii różniących się od niej nieskończenie małym, daje jedyny nieznikający wkład do całkowitej amplitudy prawdopodobieństwa przejścia z A do B, to ją właśnie interpretujemy jako obserwowaną (lub makroskopową) drogę ewolucji układu ze stanu A do B.

Problem wariacji trajektorii promienia świetlnego jest równoważny koncepcji Feynmana całek po trajektoriach z tą różnicą, że wariacja toru promienia zachodzi w zwykłej 3-wymiarowej przestrzeni konfiguracyjnej, a nie w dowolnej przestrzeni abstrakcyjnej stanów pola.

Koncepcja całek po trajektoriach jest równoważna sformułowaniu zasady najmniejszego działania w wersji Schwingera, która również sprowadza się do równania wariacyjnego  $\delta_{\text{path}} S_{\text{field}} = 0$ .

Różnica polega na tym, że w ujęciu Schwingera wariacji podlegają trajektorie w przestrzeni operatorów, a nie trajektorie w przestrzeni stanów pola. W konsekwencji, w podejściu Schwingera wariacja działania wymaga obliczania wartości spodziewanych dla wariacji operatorów w ustalonym stanie pola, zaś my wariujemy wartości spodziewane ustalonych operatorów pola po różnych trajektoriach w przestrzeni stanów pola elektromagnetycznego, a mówiąc po prostu po różnych trajektoriach promienia świetlnego w przestrzeni konfiguracyjnej. A zatem, choć oba podejścia (Feynmana i Schwingera) do zasady najmniejszego działania są równoważne, to nasze wariacyjne sformułowanie problemu optyki geometrycznej jest bliższe (żeby nie powiedzieć analogiczne) do ujęcia Feynmana.

### 1.2.2. Konstrukcja gęstości Lagrangianu, Lagrangianu, całki działania i zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w próżni.

Pierwszym i kluczowym krokiem w każdym formalizmie opartym na PLA jest konstrukcja Lagrangianu ( $L$ ), a w przypadku pól – gęstości Lagrangianu ( $\mathcal{L}$ ). Lagrangian musi mieć wbudowane te cechy rozważanego systemu, które stanowią minimalny zespół więzów jednoznacznie determinujących rozważany układ i nie może zawierać żadnych dodatkowych cech, które nie odzwierciedlają rzeczywistej sytuacji fizycznej.

Konstruowanie Lagrangianu przypomina pracę piekarza. Z tych samych głównych składników (mąki i wody), za pomocą odpowiednich dodatków (drożdży, zakwasu, soli), ale bez stosowania dodatków szkodliwych (np. kleju), może on po zastosowaniu różnych przepisów piekarskich otrzymać *całe spektrum* wypieków. Jednak w danym momencie wypieka tylko jeden zamierzony produkt i od umiejętności piekarza zależy, czy dobierze odpowiednie składniki i czy coś z tego wyjdzie. Również my konstruujemy Lagrangian pola elektromagnetycznego tak, by otrzymać z niego nową zasadę wariacyjną dla optyki geometrycznej, a nie tak, jak to się robi w celu otrzymania równań Maxwella (my chcemy otrzymać chleb, a nie tort). A oto charakterystyczne cechy naszej konstrukcji.

- *Niezmienność gęstości Lagrangianu względem transformacji cechowania.*

Gęstość Lagrangianu pola elektromagnetycznego dla promienia świetlnego można wyrazić za pomocą 4-potencjału  $A_\mu$  (co zapewnia współmienność Lorentzowską) lub za pomocą pól  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{B}$  (co zapewnia niezmienniczość względem transformacji cechowania). Ponieważ optyka geometryczna jest ewidentnie niezależna od wyboru cechowania, ale nie jest niezmiennicza Lorentzowsko (a w szczególności, wariacja trajektorii w 3-wymiarowej przestrzeni konfiguracyjnej nie jest operacją Lorentzowsko niezmienniczą), my stosujemy tę drugą opcję, tzn.  $\mathcal{L}_{\text{field}} = \mathcal{L}_{\text{field}}(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ . Potencjały  $A_\mu$  są implícite zawarte w polach.

- *Niezmienność gęstości Lagrangianu względem inwersji czasu.*

Ponieważ Lagrangian musi być rotacyjnym skalar, Lagrangian musi zależeć od pól poprzez  $E^2$  i  $B^2$  i nie może on zawierać  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ , ponieważ jest to pseudoskalar, który zmienia znak przy inwersji czasu; przemieszanie członów symetrycznych i antysymetrycznych względem inwersji czasu pogwałciłoby odwracalność biegu promieni świetlnych w optyce geometrycznej. Zależność Lagrangianu od pól może być tylko poprzez ich kwadraty, ponieważ pole elektromagnetyczne musi być lokalnie liniowe (optyka geometryczna nie zajmuje się zjawiskami nieliniowymi w optyce). A zatem, najogólniejszą postacią gęstości Lagrangianu, która spełnia powyższe warunki jest  $\mathcal{L}_{\text{field}} = \text{const}_1 E^2 + \text{const}_2 B^2$ .

- *Stałe w gęstości Lagrangianu muszą pozostać nieokreślone.*

Stałe  $\text{const}_1$  i  $\text{const}_2$  można w zasadzie znaleźć porównując współczynniki w równaniach pola (które można wyprowadzić z PLA wariując potencjały) z doświadczalnie określonymi współczynnikami w równaniach Maxwella. Taka czynność byłaby jednak sprzeczna z ideą wariowania *drogi* promienia świetlnego, ponieważ nie można wariować toru propagacji promienia i jednocześnie spełniać równania Maxwella, które ten tor jednoznacznie wyznaczają (można, oczywiście, podeprzeć się jednym

równaniem pola, bo dopiero wszystkie cztery razem stanowią więzy uniemożliwiające podejście wariacyjne). Dlatego obie te stałe w gęstości Lagrangianu uważamy za (stałe) nieznane parametry.

- *Uwzględnienie istnienia promieni VF wymaga użycia QED.*

W elektrodynamice klasycznej, amplituda i częstotliwość stanowią dwa niezależne stopnie swobody fali elektromagnetycznej. Tak nie jest w elektrodynamice kwantowej (QED), w której współczynniki normalizacyjne i wartości spodziewane operatorów pola są explicite zależne od częstotliwości (w zasadzie wiedziano o tym już pół wieku przed QED, tj. od czasu wyjaśnienia efektu fotoelektrycznego). Zatem, aby nasz formalizm ujawnił częstotliwość ukrytą w klasycznych amplitudach, trzeba potraktować pole elektromagnetyczne promienia świetlnego jak obiekt kwantowy, czyli zastosować QED. W praktyce oznacza to, że kwadraty natężeń pola elektrycznego i magnetycznego w gęstości Lagrangianu zastępujemy wartościami spodziewanymi odpowiadających im operatorów pola, obliczonymi na tym stanie pola, który reprezentuje promień świetlny.

- *Promień VF reprezentowany jest jako przestrzenna sekwencja stanów monochromatycznych o stałej liczbie obsadzenia.*

Ponieważ częstotliwość promienia może zmieniać się na drodze z punktu do punktu, całą drogę promienia (wirtualną lub rzeczywistą) dzielimy na małe obszary, w których częstotliwość i wektor falowy możemy traktować jako stałe, i obliczamy wartość spodziewaną operatorów pola w każdym takim obszarze. Zakładamy, że w każdym segmencie trajektorii mamy do czynienia z polem monochromatycznym (jedna składowa Fourierowska) w stanie o ustalonej liczbie obsadzenia; częstotliwość w kolejnych segmentach może się zmieniać, ale stan wzbudzenia pola fotonów jest ten sam we wszystkich segmentach, ponieważ zjawiska absorpcji i emisji fotonów leżą poza dziedziną optyki geometrycznej. Taka reprezentacja stanu pola nie ogranicza ogólności formalizmu; gdyby promień światła reprezentować nie przez jeden stan bazowy, ale przez stan koherentny lub dowolną kombinację liniową stanów Focka, to tylko notacja skomplikowałaby się, ale formalizm i wynik końcowy pozostałby ten sam.

- *Pole grawitacyjne w optyce geometrycznej musi być statyczne.*

Kolejny aspekt sytuacji fizycznej to obecność pola grawitacyjnego w obszarze propagacji promienia świetlnego. Zakładamy, że pole grawitacyjne jest statyczne, bo tylko wtedy można rozbić 4-wymiarową czasoprzestrzeń na 3-wymiarową podprzestrzeń konfiguracyjną i czas, a tym samym zachować podstawowe pojęcia, jakimi operuje optyka geometryczna: trajektorię promienia świetlnego w przestrzeni konfiguracyjnej i czas propagacji.

- *Wartości spodziewane operatorów pola obliczamy lokalnie.*

Chcemy, aby nasz formalizm (a zatem i wynik końcowy) był słuszny w silnych (choć statycznych) polach grawitacyjnych, czyli w czasoprzestrzeni globalnie zakrzywionej; jednocześnie chcemy w tych warunkach zastosować elektrodynamikę kwantową. Możemy to uczynić dzięki zasadzie równoważności (equivalence principle), która mówi, że nawet gdy czasoprzestrzeń jest globalnie zakrzywiona, to w małych obszarach wszystkie definicje i relacje między obiektami fizycznymi (pola, stany, operatory, wartości spodziewane, etc.) są takie same jak w obszarze płaskim. Możemy zatem w każdym z małych obszarów, na które podzieliłobyśmy całą drogę promienia świetlnego, stosować formalizm QED tak jak w (lokalnie) płaskiej czasoprzestrzeni.

- *Stosujemy standardowe miary czasu i długości wykalibrowane w procedurze lokalnej.*

Ważną implikacją zasady równoważności w polu grawitacyjnym jest to, że wielkości którymi operujemy muszą być mierzone przez wzajemnie spoczywających obserwatorów inercjalnych za pomocą standardowych zegarów i miar długości, a nie za pomocą inaczej wyskalowanych przyrządów (np. koordynacyjnych zegarów i miar długości). Tego zresztą spodziewaliśmy się, bo wszystkie mierzalne wielkości w fizyce i związki między nimi (prawa fizyczne) są definiowane w (lokalnie) płaskiej czasoprzestrzeni, gdzie są mierzone standardowymi wzorcami czasu i przestrzeni, ponieważ tylko takie wzorce można wykalibrować w procedurze lokalnej (np. czas wyrazić poprzez liczbę oscylacji zegara atomowego) bez odnoszenia się do innych punktów i grawitacji w tych punktach.

- *Przejście od gęstości Lagrangianu do zasady najmniejszego działania (PLA) dla optyki geometrycznej w próżni.*

Lagrangian pola elektromagnetycznego związanego z promieniem świetlnym otrzymujemy całkując gęstość Lagrangianu po całej objętości. Działanie (całkę działania) dostajemy całkując Lagrangian po czasie. Wkład do całki działania dają tylko te obszary, przez które wiedzie droga (wirtualna lub rzeczywista) promienia świetlnego, ponieważ tylko tam wartości spodziewane operatorów pola elektromagnetycznego są niezerowe. A zatem, działanie dla promienia świetlnego jest funkcjonalem



toru tego promienia. Wariacja tak skonstruowanego funkcjonału działania względem trajektorii promienia świetlnego,  $\delta_{\text{path}} \int \mathcal{L}_{\text{field}} d^3V dt = 0$ , stanowi zasadę najmniejszego działania (PLA) dla optyki geometrycznej. Trajektoria, która minimalizuje działanie, jest rzeczywistą (tzn. makroskopową, obserwowaną) drogą promienia świetlnego.

### 1.2.3. Wyprowadzenie zasady wariacyjnej dla optyki geometrycznej (NEP) z zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w próżni.

W Lagrangianie, całce działania i w zasadzie najmniejszego działania (PLA) dla optyki geometrycznej występują wartości spodziewane operatorów pola elektromagnetycznego w stanach pola reprezentujących promień świetlny propagujący się wzdłuż dowolnego toru. Obliczenie wartości spodziewanych operatorów pola jest standardowym zadaniem algebraicznym, które nie wymaga komentarza. Po wstawieniu wartości spodziewanych operatorów pola do PLA i dokonaniu uproszczeń czysto algebraicznych, otrzymujemy poszukiwaną implikację PLA  $\Rightarrow$  NEP:

$$\delta_{\text{path}} S_{\text{field}} = 0 \Rightarrow \delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} dt_{\text{local}} = 0, \quad (1)$$

gdzie wskaźnik „local” przypomina, że czas i częstotliwość muszą być mierzone przez lokalnych, nieruchomych względem siebie obserwatorów wyposażonych w standardowe miary czasu (i/lub długości<sup>2</sup>).

### 1.2.4. Konstrukcja gęstości Lagrangianu, Lagrangianu, całki działania i zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w ośrodku materialnym.

Zakładamy, że ośrodek, w którym propagują się promienie świetlne jest wyłącznie refrakcyjny, ponieważ rozpraszanie i pochłanianie światła nie leży w polu zainteresowań optyki geometrycznej. Konstrukcja gęstości Lagrangianu, Lagrangianu, całki działania i PLA w obecności ośrodka materialnego jest prawie taka sama jak w próżni. Jedyne istotne różnice polegają na konieczności uwzględnienia oddziaływania promienia świetlnego z cząstkami ośrodka.

- *Gęstość Lagrangianu pola elektromagnetycznego oddziałującego z cząstkami ośrodka.*

Gęstość Lagrangianu całego układu składa się z trzech części:  $\mathcal{L}_{\text{total}} = \mathcal{L}_{\text{particles}} + \mathcal{L}_{\text{interaction}} + \mathcal{L}_{\text{field}}$ .

Pierwszy składnik odpowiada za ruch i oddziaływanie grawitacyjne samych cząstek; ponieważ nie zawiera on żadnych zmiennych dynamicznych pola elektromagnetycznego, nie wpływa on na propagację promienia świetlnego i nie wchodzi do dalszych rozważań. Trzeci składnik to gęstość Lagrangianu dla swobodnego (nieoddziałującego) pola elektromagnetycznego i był on już szczegółowo rozpatrzony w przypadku promienia propagującego się w próżni. Różnica między promieniem świetlnym w próżni lub w ośrodku materialnym tkwi wyłącznie w gęstości Lagrangianu oddziaływania cząstek naładowanych ośrodka z polem elektromagnetycznym,  $\mathcal{L}_{\text{interaction}} = j_{\mu} A^{\mu}$ ; czteroprąd  $j_{\mu}$  reprezentuje ruch elektrycznie naładowanych cząstek ośrodka. Pomimo, iż człon oddziaływania zawiera explicite czteropotencjał  $A^{\mu}$ , to iloczyn skalarny z czteroprądem zachowuje niezmienniczość względem transformacji cechowania.

- *Wyodrębnienie z Lagrangianu oddziaływań elektromagnetycznych  $\mathcal{L}_{\text{interaction}}$  oddziaływania cząstek ośrodka z polem promienia świetlnego.*

Ponieważ składowa czasowa i podłużna czteropotencjału  $A^{\mu}$  nie stanowią niezależnych zmiennych dynamicznych pola elektromagnetycznego, a jedynie odpowiadają za oddziaływanie elektrostatyczne między ładunkami elektrycznymi cząstek ośrodka, to można przenieść te dwa człony (tzn. oddziaływanie kulombowskie) do  $\mathcal{L}_{\text{particles}}$  bez utraty ogólności rozważań dotyczących propagacji promienia świetlnego. Oddziaływanie między promieniem światła a ośrodkiem jest w zupełności reprezentowane przez iloczyn skalarny 2 *transwersalnych* składowych czteropotencjału z 3-wektorem gęstości prądu,

$\mathcal{L}_{\text{int}} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}^{\perp}$ , gdzie prąd  $\mathbf{j}$  jest sumą wkładów od wszystkich (swobodnych i związanych) cząstek naładowanych ośrodka. Analogicznej operacji dokonuje się w formalizmach opartych na Hamiltonianie.

<sup>2</sup> Zgodnie z obowiązującą od 1983 r. definicją metra (Rezolucja 1 podjęta na 17 konferencji CGPM) jednostki długości i czasu są ze sobą nierozdzielnie związane poprzez definicyjną wartość prędkości światła w próżni,  $c$ .

- *Wariacja drogi promienia świetlnego implikuje wariację prądu odpowiedzi ośrodka.*

Istnieje zasadnicza fizyczna różnica między znaczeniem gęstości prądu  $\mathbf{j}$ , gdy w zasadzie najmniejszego działania wariujemy drogę promienia, aby wyprowadzić zasadę wariacyjną dla optyki geometrycznej,  $\delta_{\text{path}} S_{\text{total}} = 0$ , oraz gdy wariujemy potencjały,  $\delta_{A_\mu} S_{\text{total}} = 0$ , aby wyprowadzić równania Maxwella. W celu otrzymania równań Maxwella wariujemy składowe 4-potencjału, ale 4-prąd jest traktowany jako *ustalone źródło* 4-potencjału i nie podlega wariacjom. Natomiast, gdy wariujemy drogę promienia świetlnego, to gęstość prądu nie jest już ustalonym źródłem pola, ale wręcz przeciwnie: prąd w ośrodku jest *odpowiedzią* cząstek naładowanych na pole elektromagnetyczne promienia świetlnego, a zatem prąd podlega wariacjom wraz z wariacją drogi promienia. W praktyce oznacza to, że zanim dokonamy wariacji drogi promienia, musimy wcześniej określić jak cząstki naładowane ośrodka reagują na pole elektromagnetyczne.

- *Eliminacja prądu odpowiedzi ośrodka z gęstości Lagrangianu oddziaływania.*

Związek między polem a prądem podaje jedno z równań pola, otrzymane w wyniku wariacji potencjałów; użycie jednego takiego związku nie stanowi więzów uniemożliwiających wariację drogi promienia (dopiero układ 4 równań Maxwella uniemożliwiłby wariację toru promienia). Gdy znamy związek między prądem a polem, to można go użyć do wyeliminowania prądu z Lagrangianu oddziaływania; w ten sposób kłopotliwa relacja między wariacją drogi promienia świetlnego, a zmianą prądu odpowiedzi ośrodka zostaje wyeliminowana. W wyniku takiej operacji otrzymujemy gęstość Lagrangianu zawierającą tylko wielkości polowe. Na marginesie dodajmy, że gdyby ten sam trick zastosować przy wyprowadzeniu równań pola, to zamiast równań Maxwella dostalibyśmy tylko parę algebraicznych tożsamości; przyczyna fizyczna jest oczywista: gdy prąd uważamy za ustalone źródło czteropotencjału i źródło to wyeliminujemy, to nic dziwnego, że wówczas formalizm produkuje same tożsamości algebraiczne, zamiast fizycznie istotnych wyników. Wariowanie potencjałów i wariowanie drogi promienia świetlnego to są dwie fizycznie różne koncepcje.

- *Przejście od gęstości Lagrangianu oddziaływania do zasady najmniejszego działania (PLA) dla optyki geometrycznej w ośrodku materialnym.*

Podobnie jak w przypadku próżni, wielkości polowe w gęstości Lagrangianu oddziaływania zastępujemy wartościami spodziewanymi odpowiadających im operatorów pola. Lagrangian oddziaływania dostajemy całkując gęstość Lagrangianu oddziaływania po całej przestrzeni. Całkując sumę Lagrangianu oddziaływania i Lagrangianu pola swobodnego po czasie, otrzymujemy działanie (całkę działania) dla promienia świetlnego propagującego się w ośrodku materialnym (Lagrangian dla cząstek pomijamy, ponieważ nie zawiera on zmiennych dynamicznych pola i wariacja po trajektoriach wyzerowuje taki człon tożsamościowo). Działanie  $S_{\text{field}} = \iint (\mathcal{L}_{\text{field}} + \mathcal{L}_{\text{int}}) d^3V dt$  jest funkcjonałem toru promienia świetlnego. Wariacja całki działania  $\delta_{\text{path}} S_{\text{field}} = 0$  względem trajektorii promienia świetlnego stanowi zasadę najmniejszego działania (PLA) dla optyki geometrycznej w ośrodku materialnym. Trajektoria minimalizująca działanie jest rzeczywistą drogą promienia świetlnego.

### **1.2.5. Wyprowadzenie zasady wariacyjnej dla optyki geometrycznej (NEP) z zasady najmniejszego działania (PLA) dla promieni świetlnych VF w ośrodku materialnym.**

Wartości spodziewane operatorów pola na stanach związanych z promieniem świetlnym w ośrodku materialnym obliczamy w podobny sposób, jak to robimy dla pola swobodnego. Po wstawieniu obliczonych wartości spodziewanych do PLA i uporządkowaniu składników, otrzymujemy implikację w takiej samej postaci jak w próżni,  $\text{PLA} \Rightarrow \text{NEP}$ :

$$\delta_{\text{path}} S_{\text{field}} = 0 \Rightarrow \delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} dt_{\text{local}} = 0, \quad (2)$$

gdzie wskaźnik „local” przypomina, że czas i częstotliwość są mierzone przez nieruchomych względem siebie obserwatorów lokalnych, wyposażonych w standardowe zegary (i/lub miary długości). Chociaż żadna z fundamentalnych stałych fizycznych (prędkość światła w próżni  $c$ , elektromagnetyczna stała sprzężenia  $e_0$ , stała Plancka  $h$  i stała grawitacji  $G$ ) nie występuje explicite w zasadzie wariacyjnej dla optyki geometrycznej promieni VF, to tor promieni świetlnych od nich zależy, ponieważ stałe te są zawarte (implicite) w czasie propagacji i częstotliwości promieniowania ( $c$  i  $G$  występują w metryce czasoprzestrzeni) oraz we współczynniku refrakcji ( $c$ ,  $e_0$ ,  $h$  wpływają na budowę i właściwości cząsteczek ośrodka).

### 1.2.6. Opcja przestrzennej parametryzacji toru promienia świetlnego.

W praktycznych zastosowaniach wygodniej jest parametryzować trajektorię promienia świetlnego zmienną przestrzenną niż czasem propagacji. Przejście do nowej parametryzacji wykonujemy tak, jak w klasycznej zasadzie Fermata, tzn. za pomocą współczynnika refrakcji  $n_{\text{local}}$ , otrzymując

$$\delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} dt_{\text{local}} = 0 \Rightarrow \delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} n_{\text{local}} dl_{\text{local}} = 0. \quad (3)$$

Współczynnik refrakcji, podobnie jak i inne wielkości, jest mierzony przez nieruchomych względem siebie obserwatorów lokalnych za pomocą przyrządów kalibrowanych w lokalnej procedurze standardowej. Ceną za zmianę parametryzacji czasowej na przestrzenną jest odwołanie się do właściwości fenomenologicznych ośrodka, podczas gdy NEP w formie pierwotnej jest wolny od fenomenologii.

### 1.3. Dyskusja nowej zasady ekstremum (NEP) dla promieniowania VF.

Oba problemy klasycznej optyki geometrycznej, wskazane w genezie podjętego tematu badawczego, zostały rozwiązane. Po pierwsze, nową zasadę wariacyjną dla optyki geometrycznej, NEP, wyprowadziliśmy z zasady najmniejszego działania, PLA, tym samym redukując status zasady Fermata (bytu samodzielnego) do statusu wniosku z zasady Hamiltona. Po drugie, dziedzina optyki geometrycznej została poszerzona o promienie świetlne o zmiennej częstotliwości (VF rays).

#### 1.3.1. Kompatybilność NEP z innymi zasadami wariacyjnymi dla promieni świetlnych.

Gdy na zjawisko propagacji promieni świetlnych (lub na jakikolwiek inny efekt) patrzymy w nowy sposób, to trzeba sprawdzić zgodność nowo wyprowadzonego prawa z ustalonymi wcześniej prawami opisującymi dane zjawisko. Sprawdzenie wykonywane jest we wspólnej dziedzinie stosowalności tych praw.

- *Przypadek promieni świetlnych o stałej częstotliwości.*

W nieobecności oddziaływań, które wpływają na częstotliwość promienia świetlnego,  $\omega_{\text{local}}$  staje się stałym czynnikiem, który można wyłączyć przed całkę i zredukować. Wówczas nowa zasada wariacyjna sprowadza się do zasady Fermata. Mamy zatem następującą implikację: PLA  $\Rightarrow$  NEP  $\Rightarrow$  PLT.

- *Przypadek promieni świetlnych w próżni w silnym polu grawitacyjnym.*

Promienie świetlne w próżni propagują się wzdłuż zerowych linii geodezyjnych, które są określone zasadą wariacyjną,  $\delta_{\text{path}} \int dt_{\text{coordinate}} = 0$ , gdzie czas mierzony jest zegarami koordynacyjnymi. W omawianej pracy pokazaliśmy, że w nieobecności ośrodka refrakcyjnego i innych niż grawitacja oddziaływań wpływających na częstotliwość promieni świetlnych, nowa zasada wariacyjna (NEP) redukuje się do zasady ekstremum dla zerowych linii geodezyjnych, tj.

$$\delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} dt_{\text{local}} = 0 \Rightarrow \delta_{\text{path}} \int dt_{\text{coordinate}} = 0. \quad (4)$$

Dowód taki wymaga subtelного rozróżnienia czasu i częstotliwości mierzonych zegarami standardowymi oraz zegarami koordynacyjnymi, w punkcie emisji promienia świetlnego i w dalszych punktach trajektorii tego promienia, tak jak przedstawiono to szczegółowo w omawianej pracy.

- *Inne sytuacje.*

Zasada Fermata i warunek wariacyjny na geodetyki zerowe wyczerpują zbiór konkurencyjnych względem NEP zasad wariacyjnych, których kompatybilność z NEP należy sprawdzić. Dziedzina NEP jest szersza niż dziedzina powyższych dwu zasad wariacyjnych. Na przykład, gdy częstotliwość promienia świetlnego ulega zmianie w wyniku zjawiska kwantowego lub gdy grawitacyjnej zmianie częstotliwości towarzyszy refrakcja w ośrodku materialnym, to nie istnieją inne niż NEP zasady wariacyjne, które stosowałyby się w takich sytuacjach.

#### 1.3.2. Optyka geometryczna promieni VF nie jest granicą krótkofalową optyki fizycznej.

Wyprowadzając nową zasadę wariacyjną dla optyki geometrycznej, NEP, nie robiliśmy żadnych założeń co do fizycznej przyczyny zmiany częstotliwości promienia (odbicie od ruchomego lustra, silne pole grawitacyjne lub koherentne rozpraszanie ramanowskie wymieniliśmy tylko jako ważne przykłady). A zatem, dziedziną NEP są promienie VF bez względu na to, jaki proces fizyczny odpowiada za zmianę częstotliwości promienia świetlnego. Ponieważ optyka fizyczna nie zawiera w sobie wielu rodzajów oddziaływań wpływających na zmianę częstotliwości (grawitacja, zjawiska kwantowe), to optyki geometrycznej opartej na NEP nie można uważać za krótkofalową granicę optyki fizycznej; taka relacja między optyką fizyczną a optyką geometryczną pozostaje prawdziwa tylko w ograniczonej dziedzinie promieni o stałej częstotliwości.

### 1.3.3. Alternatywne metody rozwiązywania problemu wariacyjnego NEP.

- *Najpierw całkowanie, potem wariacja względem parametrów.*

Z algebraicznego punktu widzenia istnieją dwie metody zastosowania NEP w konkretnych problemach. Po pierwsze, można wyrazić drogę promienia świetlnego jako funkcję jednego lub większej liczby parametrów (np. rozwijając trajektorię promienia na kombinację liniową układu zupełnego funkcji), wykonać całkowanie, a następnie dokonać wariacji otrzymanej funkcji względem parametrów rozwinięcia. Ta droga wiedzie nas do układu tylu równań algebraicznych, ile jest nieznanymi parametrów. Rozwiązując ów układ równań znajdujemy wartości parametrów rozwinięcia, a tym samym trajektorię promienia. Tę metodę zastosowałem w pracy o odbiciu promienia świetlnego (lub radarowego) od ruchomego obiektu pokrytego materiałem refrakcyjnym [2], {10}.

- *Najpierw wariacja, potem całkowanie równań różniczkowych.*

Drugi sposób rozwiązywania zagadnienia wariacyjnego NEP polega na zastosowaniu równań Eulera-Lagrange'a, w wyniku czego otrzymujemy układ równań różniczkowych, których rozwiązanie daje drogę promienia świetlnego. Tę metodę wykorzystałem w pracy o propagacji promieni świetlnych poddanych jednocześnie refrakcji i silnej grawitacji (soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne) [3], {11}.

## 2. Zastosowanie nowej zasady ekstremum (NEP) do zjawiska odbicia promieni VF

Z nowej zasady ekstremum dla optyki geometrycznej można wyprowadzić prawo odbicia promieni świetlnych ze zmianą częstotliwości w punkcie odbicia. W takim przypadku kąt odbicia zależny jest nie tylko od kąta padania, ale i od zmiany częstotliwości oraz współczynnika refrakcji. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [2], {10}.

### 2.1. Problem odbicia promieniowania ze zmianą częstotliwości.

Klasyczne prawo odbicia promieni świetlnych, wyprowadzone z zasady Fermata, mówi, że kąt odbicia równy jest kątowi padania, zaś częstotliwość promienia świetlnego i obecność ośrodka refrakcyjnego są nieistotne w tym procesie.

Istnieją jednak zjawiska fizyczne, które zmieniają częstotliwość promienia świetlnego w punkcie jego odbicia. Na przykład, częstotliwość zmienia się, gdy promień odbija się od ciała ruchomego, od warstwy molekuł wykazujących koherentne rozpraszanie ramanowskie lub gdy wiązka promieniowania UV lub rentgenowskiego odbija się od kryształu z częściową dyssypacją energii w warstwie naskórkowej próbki. Ponadto, promień świetlny może odbijać się od ciała (lustra) w próżni lub od ciała zanurzonego w ośrodku refrakcyjnym. Nie ma powodu zakładać, że powyższe okoliczności są fizycznie nieistotne.

Tak motywowani zastosujemy zasadę wariacyjną NEP, aby wyprowadzić nowe prawo odbicia dla promieni świetlnych, uwzględniające możliwość zmiany częstotliwości w punkcie odbicia oraz pokrycie materiałem refrakcyjnym powierzchni odbijającej.

### 2.2. Ogólne prawo odbicia promieniowania od lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym.

Odbicie promienia świetlnego jest zjawiskiem lokalnym, w którym grawitacja nie odgrywa żadnej roli. W takim przypadku zasada wariacyjna NEP przybiera postać

$$\delta_{\text{path}} \int_A^B \omega(t) dt = \delta_{\text{path}} \int_A^B \omega(l) n_{\omega}(l) dl = 0, \quad (5)$$

gdzie  $A$  i  $B$  to ustalone punkty krańcowe toru promienia, którego trajektoria podlega wariacji,  $\omega$  to lokalna wartość częstości promienia,  $t$  to czas,  $l$  to parametr bieżący trajektorii, zaś  $n_{\omega}$  to lokalna wartość współczynnika refrakcji przy danej częstotliwości. Ponieważ w ośrodku jednorodnym promień biegnie po linii prostej, zaś kierunek i częstotliwość zmienia się tylko w punkcie odbicia, to rozbijamy całkę na 2 odcinki (przed i po odbiciu), wykonujemy elementarne całkowanie, którego wynik zależy od położenia punktu odbicia (jeden parametr wariacyjny) i dokonujemy wariacji otrzymanego wyrażenia.

W rezultacie otrzymujemy nowe prawo odbicia dla promieni świetlnych podlegających zmianie częstotliwości w punkcie odbicia, które można wyrazić w dwu równoważnych postaciach

$$\sin \alpha_r = (n_{\omega_i} / n_{\omega_r}) (\omega_i / \omega_r) \sin \alpha_i \Leftrightarrow \sin \alpha_r = (n_{\omega_i} / n_{\omega_r}) \frac{1}{1 \pm \Delta\omega / \omega_i} \sin \alpha_i, \quad (6)$$

gdzie  $\alpha_i$  to kąt padania,  $\alpha_r$  to kąt odbicia,  $\omega_i$  to częstość promienia padającego,  $\omega_r = \omega_i \pm \Delta\omega$  to częstość promienia odbitego,  $\Delta\omega > 0$  to moduł przesunięcia częstości, zaś współczynnik refrakcji  $n$



materiału, którym pokryte jest lustro, opatrzony jest indeksem identyfikującym częstość (częstotliwość) promienia.

Ogólność wyprowadzonego prawa odbicia polega również na tym, że nie ma żadnych ograniczeń co do natury fizycznej zjawisk odpowiedzialnych za zmianę częstotliwości w punkcie odbicia. W praktyce oznacza to, że przesunięcie częstotliwości musi być wyliczone teoretycznie lub określone doświadczalnie dla każdego rodzaju odbicia oddzielnie.

### 2.3. Prawo odbicia promieni od poruszającego się lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym.

Ważnym przykładem odbicia światła ze zmianą częstotliwości jest odbicie promienia świetlnego od lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym i znajdującego się w ruchu względem obserwatora odniesienia (Lorentzowskiego). Ponieważ prawo odbicia w tym konkretnym przypadku można wyprowadzić korzystając wyłącznie ze szczególnej teorii względności, to możemy porównać wynik otrzymany metodą czysto relatywistyczną z ogólnym prawem odbicia wyprowadzonym z NEP i w ten sposób je zweryfikować.

W tym celu wypisujemy składowe 4-wektora falowego promienia padającego i promienia odbitego (w interpretacji kwantowej, po wymnożeniu przez  $\hbar$ , byłyby to 4-wektor energii-pędu fotonu), w układzie własnym lustra oraz w innym układzie inercjalnym, poruszającym się względem tego pierwszego. Oba układy inercjalne są powiązane ze sobą transformacją boost'u Lorentza. Dokonując takiej transformacji, otrzymujemy związki między składowymi 4-wektorów, z których natychmiast wynika relacja

$$\omega_r n_{\omega_r} \sin \alpha_r = \omega_i n_{\omega_i} \sin \alpha_i \quad (7)$$

identyczna z ogólnym prawem odbicia.

Ze związków między składowymi 4-wektorów wyliczamy również zmianę częstości promienia

$$\omega_r = \omega_i \frac{1 - \beta^2 \pm 2\beta n_{\omega_i} \cos \alpha_i}{1 - \beta^2} \quad (8)$$

i ostateczną formę prawa odbicia w tym przypadku

$$\sin \alpha_r = \left( \frac{n_{\omega_i}}{n_{\omega_r}} \right) \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2 \pm 2\beta n_{\omega_i} \cos \alpha_i} \sin \alpha_i, \quad (9)$$

gdzie  $\beta$  to prędkość lustra w jednostkach  $c$ . Równania te cytuję dlatego, że ku swojemu zdziwieniu, nie byłem w stanie znaleźć żadnego źródła, które podawałoby zmianę częstotliwości i prawo odbicia światła od poruszającego się lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym. Gdy takiego pokrycia nie ma (odbicie od lustra w próżni,  $n_{\omega} \equiv 1$ ), to powyższe wzory na zmianę częstotliwości i kąt odbicia redukują się do postaci, które można znaleźć w wielu źródłach.

### 2.4. Obszary zastosowań prawa odbicia ze zmianą częstotliwości.

Bezpośrednim wynikiem tej pracy jest nowe, ogólne prawo odbicia promieni świetlnych, uwzględniające zmianę częstotliwości promienia w punkcie odbicia oraz obecność ośrodka refrakcyjnego w obszarze odbicia. Prawo to mówi, jak kąt odbicia zależy od kąta padania, od zmiany częstotliwości w punkcie odbicia, od współczynnika refrakcji materiału pokrywającego powierzchnię odbijającą i od dyspersji tego współczynnika. Prawo to jest ogólne w tym sensie, że fizyczna przyczyna zmiany częstotliwości światła w punkcie odbicia może być dowolna. Nowe prawo odbicia zostało pozytywnie zweryfikowane przez porównanie z relatywistycznym prawem odbicia światła od lustra w ruchu; wyprowadziliśmy jawną postać wzorów na kąt odbicia oraz zmianę częstotliwości światła odbitego od ruchomego lustra pokrytego materiałem refrakcyjnym.

Najważniejsze zastosowanie nowego prawa odbicia widzę w doskonaleniu systemów radarowych i lidarowych. Gdy prędkość, położenie i trajektoria obiektu są określane przez rozproszony system radarowy (tzn. taki, w którym źródła wiązek przemiatających i detektory są rozmieszczone w różnych punktach), to w interpretacji danych dostarczanych przez taki system można wykorzystać relację między prędkością obiektu, przesunięciem częstotliwości, kątem padania i odbicia promienia oraz właściwościami refrakcyjnymi medium, w którym porusza się dany obiekt. Relacja ta obejmuje również szczególną sytuację, gdy badany obiekt jest pokryty materiałem pochłaniającym wiązkę radarową, którego współczynnik refrakcji jest silnie dyspersyjny w zakresie częstotliwości radarowych. Wiązka wtórna (odbita od wewnętrznych warstw takiego obiektu) ma znacznie zmienioną nie tylko

intensywność, ale i częstotliwość oraz kierunek odbicia, w stosunku do odbicia od obiektu nieposiadającego takiej powłoki, przy tej samej prędkości i kierunku lotu. Detekcję i analizę ruchu takiego obiektu komplikuje fakt, iż materiał pokrycia może składać się z wielu warstw położonych ukośnie względem siebie (kompozyty), co wzmacnia absorpcję i generuje wiele bardzo słabych wiązek wtórnych o różnych częstotliwościach, odbitych w różnych kierunkach.

Również w zwykłych radarach, gdzie źródło wiązki przemiatającej i detektor są praktycznie w tym samym punkcie (kąt padania i odbicia wynosi zero), refrakcja materiału pokrywającego obiekt oraz środowisko, w którym ten obiekt porusza się, mają zasadnicze znaczenie dla prawidłowej interpretacji danych. Mianowicie, względne przesunięcie częstości przy odbiciu prostopadłym wynosi

$$\Delta \omega / \omega_i \approx \pm 2 \beta n, \quad (10)$$

czyli jest to funkcja nie tylko prędkości względnej obiektu,  $\beta$ , ale i współczynnika refrakcji środowiska odbicia,  $n$ . Jeżeli urządzenie radarowe jest kalibrowane w suchym powietrzu, gdzie  $n \approx 1$ , to może ono dawać błędne odczyty w obecności pyłu, mgły, śniegu, lodu, opadów tropikalnych oraz gdy odbicie następuje od warstw kompozytowych, tzn. szybkość, wysokość i odległość będą wówczas *przeszacowane*. Zjawisko to obniża bezpieczeństwo lotu na małych wysokościach (np. lądowanie w trudnych warunkach meteorologicznych) oraz utrudnia automatyczną nawigację obiektów samosterujących kierowanych radarem w locie na małych wysokościach w terenie górskim pokrytym śniegiem i lodem, a nawet nad obszarem płaskim pokrytym grubą warstwą śniegu, lodu lub zmarzliny.

Można sobie wyobrazić również czysto naukowe zastosowania nowego prawa odbicia, np. koherentna ramanowska spektroskopia odbiciowa w cienkiej warstwie, gdzie częstotliwość określano by na podstawie kąta odbicia składowych Stokesowskich i anty-Stokesowskich, zamiast bezpośredniego pomiaru częstotliwości światła odbitego. W przypadku odbicia wiązki rentgenowskiej lub wiązki gamma od powierzchni kryształu, z częściową dyssypacją energii w punkcie odbicia, pomiar kąta odbicia może być łatwiejszy i precyzyjniejszy od bezpośredniego pomiaru częstotliwości promieniowania odbitego.

### **3. Zastosowanie nowej zasady ekstremum (NEP) do zjawiska propagacji promieni VF w środowisku ogólnorelatywistycznym**

Trajektorię promienia świetlnego określa współczynnik refrakcji ośrodka oraz pole grawitacyjne. W przypadku, gdy żadnego z tych czynników nie można uważać za małe zaburzenie, należy sformułować ogólną teorię propagacji promieni świetlnych pod wpływem oddziaływania grawitacyjno-refrakcyjnego. Zagadnieniem tym zajmują się w pracy [3], {11}.

#### **3.1. Problem propagacji światła w polu grawitacyjnym w obecności medium refrakcyjnego.**

W ośrodku jednorodnym promienie świetlne rozchodzą się po liniach prostych. W ośrodkach niejednorodnych optycznie (np. na granicy faz) tor promienia świetlnego ulega odchyleniu wskutek refrakcji. Fakty te są znane od tysięcy lat, ale po raz pierwszy zostały ujęte ilościowo przez Snella ok. 400 lat temu (1621).

Odchylenie promieni świetlnych może być również spowodowane przez silne pole grawitacyjne. Efekt taki przewidział po raz pierwszy Einstein około 100 lat temu, a potwierdził obserwacyjnie Eddington w 1919 r. Dowód polegał na tym, że obraz gwiazdy, której promień świetlny biegł do obserwatora po torze bliskim powierzchni Słońca (tj. pod wpływem silnego pola grawitacyjnego) był na fotografii przesunięty (odchylony) w stosunku do innych gwiazd. Ponieważ tego rodzaju obserwacje mogły być przeprowadzane tylko w trakcie zaćmienia Słońca, to przez następnych 60 lat niewiele się w tej dziedzinie zmieniło. Dopiero w 1979 r. Walsh i in. po raz pierwszy zaobserwowali zwielokrotnienie obrazu dalekiego obiektu świetlnego wskutek soczewkowania grawitacyjnego (porównanie spektrów obrazów cząstkowych dowodzi ich wspólnego, pojedynczego źródła), zaś w kilka lat potem rozpoczęto identyfikację grawitacyjnego odchylenia promieni świetlnych metodą monitorowania jasności obiektów astronomicznych (mikrosoczewkowanie). Od tego czasu liczba zidentyfikowanych obiektów soczewkowanych i przypadków mikrosoczewkowania grawitacyjnego gwałtownie rośnie, do czego przyczyniło się stworzenie kilku dużych programów badawczych poświęconych wyłącznie temu zjawisku, np. OGLE, MACHO, EROS, MOA,  $\mu$ FUN oraz PLANET. Wraz ze wzrostem liczby danych obserwacyjnych, soczewkowanie grawitacyjne stało się podstawą do wnioskowania o wielu aspektach wszechświata w skali pojedynczych obiektów gwiazdowych, w skali galaktyki i w skali kosmologicznej.

Oddziaływanie promieni świetlnych z materią refrakcyjną i polem grawitacyjnym jest z reguły traktowane rozłącznie. W optyce klasycznej grawitacja nie odgrywa żadnej roli (poza sprawami

technicznymi, np. odkształcenie przyrządów optycznych pod własnym ciężarem), zaś soczewkowanie grawitacyjne, z definicji, nie wymaga uwzględnienia refrakcji. Z drugiej strony wiadomo, że pole grawitacyjne w próżni można potraktować jako rodzaj ośrodka refrakcyjnego (z metryki pola grawitacyjnego można skonstruować „współczynnik refrakcji”), zaś formalizm optyczny można przekształcić tak, że przypomina grawitacyjny (ze współczynnika refrakcji ośrodka można skonstruować „metrykę” tego ośrodka). Mimo to, rozłączność obszarów zainteresowań i różne metody badawcze optyków klasycznych i relatywistów skutecznie przeciwdziałały powiązaniu obu efektów w jednej teorii.

Jednakże Natura mało przejmie się przyzwyczajeniami panów teoretyków i doświadczalników i nie pyta nas o pozwolenie na jednoczesne soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne. Zjawisko takie może zachodzić, gdy obiekt masywny otoczony jest rozległą powłoką gazową, gdy obiektem soczewkującym jest chmura gazowa, galaktyka bogata w gaz międzygwiazdowy i otoczona gazowym halo lub gdy soczewkowanie zachodzi w odległościach kosmologicznych, gdy wszechświat był bogaty w materię gazową.

Teorię soczewkowania grawitacyjno-refrakcyjnego można wyprowadzić z nowej zasady wariacyjnej NEP dla promieni świetlnych o zmiennej częstotliwości (VF rays). Teoria ta ma postać układu równań różniczkowych cząstkowych; jest ona nieperturbacyjna, tzn. obejmuje sytuację nieliniowej superpozycji obu efektów, co jest istotne wówczas, gdy żaden z tych efektów nie może być traktowany jako małe zaburzenie.

Teoria soczewkowania grawitacyjno-refrakcyjnego daje (w zasadzie) możliwość znalezienia wkładów cząstkowych grawitacji i refrakcji do soczewkowania całkowitego na podstawie danych obserwacyjnych: ponieważ soczewkowanie grawitacyjne jest achromatyczne, zaś soczewkowanie refrakcyjne zależy od dyspersji współczynnika refrakcji, to zastosowanie tej teorii do analizy danych rejestrowanych jednocześnie na wielu częstotliwościach stwarza (teoretyczną) możliwość rozdzielenia obu tych efektów. Należy podkreślić, że byłby to nowy sposób uzyskiwania danych o polu grawitacyjnym i nieświecącym medium refrakcyjnym; wadą takiego podejścia, nieuniknioną w przypadku danych obserwacyjnych (w odróżnieniu od laboratoryjnych danych doświadczalnych), jest zależność wyników (wniosków) od założonego modelu zjawiska, co podsumowuje się czasem znanym powiedzeniem „papier jest ciepły”.

### 3.2. Równania propagacji promienia świetlnego pod wpływem grawitacji i refrakcji.

Punktem wyjścia do rozwiązania postawionego zagadnienia jest nowa zasada wariacyjna, NEP, która opisuje trajektorie promieni świetlnych poddanych oddziaływaniom zmieniającym ich częstotliwość. Natura fizyczna takiego oddziaływania może być dowolna i w szczególności obejmuje przypadek grawitacyjnego przesunięcia częstotliwości. Zasada wariacyjna NEP mówi, że rzeczywista droga promienia świetlnego minimalizuje funkcjonal

$$\delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} dt_{\text{local}} = \delta_{\text{path}} \int \omega_{\text{local}} n_{\text{local}} dl_{\text{local}} = 0, \quad (11)$$

gdzie wszystkie wielkości (czas  $t$ , częstość  $\omega$ , długość  $l$  i współczynnik refrakcji  $n$ ) są mierzone przez wzajemnie nieruchomych lokalnych obserwatorów Lorentzowskich wyposażonych w zegary i miary długości kalibrowane w lokalnej procedurze standardowej.

Wyrażając wielkości podcałkowe  $\omega_{\text{local}}$  i  $l_{\text{local}}$  jako funkcje lokalnych wartości metryki czasoprzestrzeni,  $g_{\mu\nu}$ , otrzymujemy zagadnienie wariacyjne na krzywą w 3-wymiarowej rozmaitości konfiguracyjnej,

$$\delta_{\text{path}} \int L d\lambda = 0, \quad (12)$$

gdzie  $\lambda$  jest parametrem linii świata. Lagrangian  $L$  jest funkcją lokalnych wartości współczynnika refrakcji i metryki czasoprzestrzeni,  $L = \sqrt{\gamma_{ij} \dot{x}^i \dot{y}^j}$ , gdzie  $\gamma_{ij} \equiv -n^2(g_{ij}/g_{00})$  jest efektywną metryką w 3-wymiarowej przestrzeni konfiguracyjnej ukształtowanej przez pole grawitacyjne i refrakcję ośrodka materialnego wypełniającego tę przestrzeń.

Z matematycznego punktu widzenia jest to typowe zagadnienie poszukiwania wartości stacjonarnej funkcjonału całkowitego, które rozwiązuje się standardową procedurą Eulera-Lagrange’a. W wyniku dostajemy 3 równania różniczkowe cząstkowe, określające krzywą na rozmaitości trójwymiarowej

$$\begin{cases} \ddot{x}^1 + \Gamma_{ij}^1 \dot{x}^i \dot{x}^j = 0 \\ \ddot{x}^2 + \Gamma_{ij}^2 \dot{x}^i \dot{x}^j = 0 \\ \ddot{x}^3 + \Gamma_{ij}^3 \dot{x}^i \dot{x}^j = 0 \end{cases} \quad (13)$$

gdzie  $\Gamma_{ij}^k$  są to współczynniki koneksji, zdefiniowane w omawianej pracy za pomocą metryki pola grawitacyjnego i współczynnika refrakcji medium materialnego wypełniającego przestrzeń konfiguracyjną; w dwu szczególnych przypadkach współczynniki  $\Gamma_{ij}^k$  zostały obliczone i podane w Aneksie omawianej pracy.

Rozwiązanie układu trzech równań różniczkowych wymaga również znajomości warunków początkowych; w naszym przypadku jest to punkt, w którym rozpoczyna się trajektoria i jej początkowy kierunek, tzn.  $x^i(0)$  i  $\dot{x}^i(0)$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Rozwiązanie powyższego układu równań z założonymi warunkami początkowymi daje poszukiwaną trajektorię.

### 3.3. Podejście analityczne w przypadku pola grawitacyjno-refrakcyjnego o symetrii sferycznej.

W przypadku dowolnej symetrii pola grawitacyjnego i materii refrakcyjnej równania różniczkowe na soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne są zbyt skomplikowane by rozwiązać je analitycznie i trzeba wspomóc się metodami numerycznymi. Istnieją jednak ważne przypadki o wysokiej symetrii, w których powyższe równania znacznie się upraszczają, albo wręcz można je rozwiązać analitycznie. Takie przypadki rozważamy w celu zilustrowania przedstawionej teorii.

W pierwszym kroku zakładamy metrykę Schwarzschilda, ale pole refrakcyjne pozostawiamy dowolne. Pozwala to uprościć układ równań różniczkowych o tyle, że z 27 współczynników koneksji zostają tylko trzy różne wartości, ale układ równań różniczkowych jest w dalszym ciągu zbyt skomplikowany, by rozwiązać go analitycznie.

Po założeniu dodatkowo, że medium refrakcyjne ma symetrię sferyczną, można wyliczyć wartości współczynników koneksji, a układ trzech równań różniczkowych redukuje się do dwu (trzecie jest spełnione tożsamościowo). Gdy trajektorię promienia świetlnego sparametryzujemy jedną ze zmiennych (zamiast parametru linii świata), to układ dwu równań różniczkowych cząstkowych redukuje się do jednego równania różniczkowego zwyczajnego.

Zakładając konkretny model sferycznego rozkładu materii dyfrakcyjnej, można rozwiązać owo równanie różniczkowe analitycznie, metodą iteracyjną, w przybliżeniu małego kąta odchylenia. Powyższa procedura została zrealizowana w omawianej pracy, a wynik końcowy podany jest w postaci trajektorii promienia świetlnego i jego odchylenia od kierunku pierwotnego. W przypadku braku refrakcji wynik ten redukuje się do znanego wzoru na czysto grawitacyjne odchylenie promienia świetlnego.

### 3.4. Uwagi ogólne o soczewkowaniu grawitacyjno-refrakcyjnym.

Szybki i stały postęp w astronomii obserwacyjnej pozwala na rejestrację coraz doskonalszych, ostrzejszych i bogatszych w szczegóły obrazów makrosoczewkowania oraz krzywych jasności w zjawisku mikrosoczewkowania. Rozróżnialność coraz subtelniejszych cech w materiale obserwacyjnym stwarza potrzebę rozwinięcia takich metod analitycznych, które uwzględniłyby również wkład innych niż grawitacja efektów wpływających na obraz soczewkowania.

Teorię soczewkowania grawitacyjno-refrakcyjnego wyprowadziłem z nowej zasady wariacyjnej, NEP, dla optyki geometrycznej promieni świetlnych o zmiennej częstotliwości VF. Jądrzem tej teorii jest układ trzech równań różniczkowych cząstkowych, które określają linie „geodezyjne” w trójwymiarowej rozmaitości konfiguracyjnej ukształtowanej przez statyczne pole grawitacyjne i materię refrakcyjną. Równania tej teorii opisują nieliniową superpozycję obu efektów (grawitacji i refrakcji) i mogą być stosowane również wtedy, gdy żaden z obu czynników nie może być traktowany jako małe zaburzenie.

Rozwiązanie równań opisujących soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne wymaga znajomości metryki pola grawitacyjnego i właściwości refrakcyjnych ośrodka. W przypadku dowolnego pola, rozwiązanie może być tylko numeryczne. W przypadku wysokiej symetrii pola grawitacyjnego i medium refrakcyjnego, problem daje się rozwiązać analitycznie w przybliżeniu małego kąta odchylenia promieni świetlnych. W granicznym przypadku refrakcji malejącej do zera, rozwiązanie to odtwarza znany wzór na czysto grawitacyjne soczewkowanie przez masę sferycznie symetryczną.



Dane obserwacyjne przedstawiają sumaryczne soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne. Teoria takiego soczewkowania stwarza (przynajmniej teoretyczną) możliwość rozdzielenia soczewkowania grawitacyjnego (które jest achromatyczne) i soczewkowania refrakcyjnego (które zależy od częstotliwości). Warunkiem koniecznym do zrealizowania tej możliwości jest monitorowanie danego obiektu („eventu”) na wielu częstotliwościach. Gdyby udało się wyodrębnić oba te wkłady, to analiza wkładu refrakcyjnego do soczewkowania byłaby nowym źródłem informacji o nieświecącej materii gazowej we wszechświecie.

#### **4. Współczynnik refrakcji w relatywistycznym medium dyspersyjnym**

Współczynnik refrakcji  $n_0$  mierzy się w układzie własnym danego ośrodka i podaje w formie stabilizowanej,  $n_0(\omega_0)$ ,  $n_0(f_0)$  lub  $n_0(\lambda_0)$  w funkcji częstości  $\omega_0$ , częstości  $f_0$  lub długości fali  $\lambda_0$ ; odgrywa on zasadniczą rolę w wielu dziedzinach optyki, takich jak optyka geometryczna, powstawanie obrazu i zjawiska rezonansowe. Zagadnieniem transformacji Lorentza współczynnika refrakcji z układu spoczynkowego medium do innego inercjalnego układu współrzędnych zajmuję się w pracy [4], {4}.

##### **4.1. Medium relatywistyczne i relatywistyczny współczynnik refrakcji.**

Gdy ruch medium traktujemy zgodnie z zasadami szczególnej teorii względności, tzn. bez przybliżenia małych prędkości, to ośrodek taki nazwiemy ośrodkiem relatywistycznym lub medium relatywistycznym. Relatywistyczny współczynnik refrakcji  $n(\omega)$  to współczynnik refrakcji w medium relatywistycznym.

Problem relatywistycznego współczynnika refrakcji został wywołany przez zagadnienie jednoczesnego soczewkowania grawitacyjno-refrakcyjnego, bowiem w środowisku astrofizycznym i w warunkach kosmologicznych możliwe są prędkości medium porównywalne z prędkością światła, a wówczas przybliżenie małych prędkości jest niewystarczające. Wielkość  $n(\omega)$  można wyrazić za pomocą współczynnika refrakcji medium stacjonarnego  $n_0(\omega_0)$ , dyspersji  $n_0$  oraz parametrów ruchu  $\beta$  i  $\varepsilon$  w danym układzie odniesienia. Znając zależność  $n$  od prędkości medium (tj. od szybkości  $\beta$  i kierunku ruchu ośrodka określonego przez kąt  $\varepsilon$ ) można wykreślić tor promienia świetlnego w jednym układzie współrzędnych nawet wówczas, gdy medium nie porusza się ruchem jednostajnym, ale wykonuje ruch rotacyjny lub podlega turbulencjom, w wyniku czego lokalne wartości szybkości i kierunku ruchu nie są wszędzie takie same. Operowanie stacjonarną wartością współczynnika refrakcji  $n_0$  wymagałoby wykonywania transformacji Lorentza do układu spoczynkowego medium za każdym razem, gdy lokalna wartość prędkości ośrodka refrakcyjnego jest inna.

Ruch ośrodka, w którym propaguje się fala, wpływa nie tylko na prędkość fazową fali elektromagnetycznej, czyli na wartość współczynnika refrakcji  $n(\omega)$ , ale również na prędkość grupową fali elektromagnetycznej i jej częstotliwość.

##### **4.2. Transformacja Lorentza w relatywistycznym medium dyspersyjnym.**

Gdy pewna wielkość fizyczna jest tensorem, to sposób jej transformacji jest znany. Gdy dana wielkość fizyczna nie jest tensorem, to nie wiadomo *a priori* jak transformuje się ona do innego układu współrzędnych. Właściwości transformacyjne takiej wielkości należy dopiero wyprowadzić ze znanych wzorów transformacyjnych dowolnej wielkości tensorowej zawierającej ową wielkość fizyczną.

Dokładny wzór na współczynnik refrakcji w medium relatywistycznym  $n(\omega)$  można wyprowadzić z transformacji Lorentza dowolnego tensora zawierającego współczynnik refrakcji, bowiem układ własny ośrodka oraz układ odniesienia, w którym ośrodek ów porusza się, są związane transformacją Lorentza. Związek współczynnika refrakcji w medium nieruchomym  $n_0(\omega_0)$  i w medium relatywistycznym  $n(\omega)$  ma charakter czysto kinematyczny, ponieważ szybkość i kierunek ruchu ośrodka jednorodnego wynika z wyboru (lokalnego) układu inercjalnego, a nie z oddziaływań fizycznych.

Współczynnik refrakcji wchodzi w skład klasycznego 4-wektora Minkowskiego, częstości i liczby falowej; w obrazie kwantowym (po pomnożeniu przez  $\hbar$ ) ów 4-wektor reprezentuje 4-pęd fotonu. Ponieważ oba 4-wektory są lorentzowskimi tensorami 1-rzędu, to można zastosować wzory transformacyjne Lorentza i wyprowadzić z nich wyrażenie explicite na współczynnik refrakcji medium relatywistycznego

$$n(\omega; \beta, \varepsilon) = \frac{(n_0^2 - 1) \beta \cos \varepsilon - \sqrt{1 - \beta^2} \sqrt{(n_0^2 - 1)(1 - \beta^2 \cos^2 \varepsilon) + 1 - \beta^2}}{(n_0^2 - 1) \beta^2 \cos^2 \varepsilon - 1 + \beta^2}, \quad (14)$$

gdzie  $\varepsilon$  to kąt między 3-wektorem falowym  $\mathbf{k}$ , a prędkością ośrodka  $\mathbf{V} \equiv c\boldsymbol{\beta}$  w danym układzie inercyjnym

$$\cos \varepsilon = (\beta_x \sin \theta \cos \varphi + \beta_y \sin \theta \sin \varphi + \beta_z \cos \theta) / \beta \quad (15)$$

oraz wzór na kinematyczne przesunięcie częstotliwości w medium relatywistycznym

Transformacja Lorentza wiążąca układ spoczynkowy ośrodka z układem spoczynkowym źródła promieniowania, która została wykorzystana do wyprowadzenia  $n(\omega, \boldsymbol{\beta}, \varepsilon)$ , daje 4 związki między 4 składowymi 4-pędu fotonu w obu układach odniesienia. Z tych czterech równań można obliczyć cztery wielkości; jedną z nich jest relatywistyczny współczynnik refrakcji  $n$ . Dwie inne relacje określają kierunek wektora falowego ( $\mathbf{k}$  lub  $\mathbf{k}_0$ ) w obu układach współrzędnych, tzn. znając dowolne dwie współrzędne katowe spośród czterech współrzędnych  $\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi$ , można obliczyć dwie pozostałe współrzędne.

Czwarta relacja wynikająca z transformacji Lorentza daje wzór na kinematyczne przesunięcie częstości (częstotliwości) promieniowania

$$\omega_0 = \omega \gamma (1 - n \beta \cos \varepsilon), \quad (16)$$

gdzie

$$\gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (17)$$

Wartość relatywistycznego współczynnika refrakcji  $n(\omega)$  może bardzo znacznie różnić się od wartości współczynnika refrakcji w ośrodku nieruchomym,  $n_0(\omega_0)$ . Szczególnie gwałtowna zmiana wartości  $n$  może zachodzić w przypadku fali świetlnej propagującej się pod kątem  $\pi/2 \leq \varepsilon \leq \pi$  względem  $\mathbf{V}$ ; współczynnik  $n$  ma bowiem singularność przy względnej prędkości ośrodka  $\beta_s = [1 + (n_0^2 - 1) \cos^2 \varepsilon]^{-1/2}$ , tzn. dąży wówczas do  $\pm \infty$  (z obu stron singularności). W przypadku prędkości większych od  $\beta_s$ , wartość  $n$  ośrodka jednorodnego staje się ujemna; ujemna wartość  $n$  występuje zatem nie tylko w specjalnie zaprojektowanych materiałach niejednorodnych, ale i w ośrodku jednorodnym, po przekroczeniu szybkości granicznej  $\beta_s$ .

Zależnie od kierunku propagacji promieni świetlnych względem ruchu ośrodka, może wystąpić zarówno przesunięcie częstotliwości ku czerwieni, jak i ku fioletowi. Gdy źródło promieniowania emituje falę elektromagnetyczną w tym samym kierunku, w którym propaguje się z prędkością graniczną  $\beta_s$ , to tworzy się wówczas świetlna fala uderzeniowa, która przejawia się gwałtownym wzrostem częstotliwości i amplitudy fali.

#### 4.3. Obszary zastosowań relatywistycznego współczynnika refrakcji.

Relatywistyczny współczynnik refrakcji  $n(\omega)$  może przydać się wszędzie tam, gdzie źródło promieniowania, ośrodek refrakcyjny lub obserwator są we wzajemnym ruchu, szczególnie wówczas, gdy (1) szybkość medium jest duża (tzn.  $\beta \rightarrow \beta_s$ ) i przybliżenie pierwszego rzędu względem  $\beta$  jest niewystarczające; (2) gdy zjawisko fizyczne jest bardzo czułe na niewielkie zmiany częstotliwości, np. efekt „wolnego światła” w ośrodku o elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości, który pobudzony jest do oscylacji; oraz (3) w sytuacjach wymagających bardzo wysokiej dokładności, np. w technikach pozycjonowania i śledzenia obiektów z wysoką dokładnością przy użyciu radaru, lidar i GNSS (Global Navigation Satellite System), które są czułe na niewielkie nawet zmiany częstotliwości i szybkości propagacji fal. Poprawki relatywistyczne mogą mieć znaczenie także w innych dziedzinach wymagających znacznej dokładności, np. w dopplerowskiej wibrometrii laserowej (LDV).

### 5. Prędkość grupowa fal elektromagnetycznych w relatywistycznym medium dyspersyjnym

Szybkość propagacji impulsów elektromagnetycznych w poruszającym się ośrodku refrakcyjnym jest określona przez prędkość grupową paczki falowej w ośrodku relatywistycznym. Prędkość grupowa fal elektromagnetycznych jest funkcją relatywistycznego współczynnika refrakcji i jego dyspersji. Zagadnieniem tym zajmują się w pracy [5], {3}.

#### 5.1. Sformułowanie problemu i sposobu jego rozwiązania.

W próżni lub w medium niedyspersyjnym (tzn. takim, w którym prędkość fazowa fal nie zależy od ich częstotliwości) prędkość grupowa fal elektromagnetycznych nie zależy od częstotliwości i jest taka sama jak prędkość fazowa

$$V_g = V_{ph} = c/n. \quad (18)$$

W medium dyspersyjnym, prędkość grupową fal obliczamy ze współczynnika refrakcji  $n$  tego ośrodka

$$V_g \equiv \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n + \omega(dn/d\omega)}. \quad (19)$$

Gdy ośrodek jest nieruchomy, a współczynnik refrakcji i jego dyspersja jest znana, to obliczenie prędkości grupowej nie stanowi problemu. Gdy jednak ośrodek jest w ruchu, to obliczenie prędkości grupowej wymaga użycia współczynnika refrakcji dla medium relatywistycznego. W przypadku dużych prędkości ośrodka, lub gdy wymagana jest wysoka dokładność, przybliżona wartość współczynnika refrakcji (pierwszego rzędu względem prędkości ośrodka) jest niewystarczająca i należy użyć dokładnego wyrażenia na relatywistyczny współczynnik refrakcji  $n$ .

## 5.2. Prędkość grupowa fal elektromagnetycznych w medium relatywistycznym.

Wykorzystując wyprowadzone wcześniej wyrażenie na relatywistyczny współczynnik refrakcji  $n$ , można obliczyć prędkość grupową paczki falowej propagującej się w dowolnym kierunku względem prędkości ośrodka refrakcyjnego.

W wyniku bezpośredniego rachunku otrzymujemy

$$V_g(\omega; \beta, \varepsilon) = c \left[ \frac{n_0^2(1+\Delta_0)(1-\beta^2 \cos^2 \varepsilon) \beta \cos \varepsilon - \beta^3 \cos \varepsilon \sin^2 \varepsilon + \sqrt{1-\beta^2} \sqrt{n_0^2(1-\beta^2 \cos^2 \varepsilon) - \beta^2 \sin^2 \varepsilon}}{n_0^2(1+\Delta_0)(1-\beta^2 \cos^2 \varepsilon) - \beta^2 \sin^2 \varepsilon + \beta \cos \varepsilon \sqrt{1-\beta^2} \sqrt{n_0^2(1-\beta^2 \cos^2 \varepsilon) - \beta^2 \sin^2 \varepsilon}} \right], \quad (20)$$

gdzie  $\Delta_0$  jest parametrem charakteryzującym dyspersję współczynnika refrakcji.

## 5.3. Obszary zastosowań wzoru na prędkość grupową w medium relatywistycznym.

Wyrażenie na prędkość grupową fal elektromagnetycznych w dyspersyjnym medium relatywistycznym ma zastosowanie tam, gdzie prędkość ośrodka jest wysoka lub wymagana jest bardzo duża dokładność.

Z wielkimi prędkościami medium mamy do czynienia w astrofizyce, gdzie chmury gazowe (atomowe, molekularne lub zjonizowane) mogą poruszać się z wielkimi prędkościami. Wyrażenie na prędkość grupową fal może być przydatne w analizie spektralnej obserwowanych opóźnień sygnałów emitowanych przez pulsary.

Niewielkie prędkości medium mogą silnie wpłynąć na zjawisko fizyczne, gdy jest ono bardzo czułe na zmiany częstotliwości. Przykładem jest efekt powolnego światła („slow light”) w warunkach przezroczystości indukowanej elektromagnetycznie, gdzie prędkość grupowa elektromagnetycznej paczki falowej jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od prędkości światła w próżni.

Zakłada się, że zjawisko powolnego światła wymaga bardzo wysokiej dyspersji współczynnika refrakcji; interesujące jest, że ze wzoru na prędkość grupową w medium relatywistycznym wynika, iż wartość  $V_g$  może być bardzo niska również w przypadku medium niedyspersyjnego ( $n_0 = \text{const.}$ ), gdy oscyluje ono w kierunku normalnym ( $\varepsilon \approx \pm \pi/2$ ) z prędkością bliską  $c$ , ponieważ wówczas  $V_g \rightarrow c \cos \varepsilon$ .

Ruch medium względem źródła i/lub obserwatora ma także wpływ na nawigację satelitarną GNSS (np. GPS, GLONASS, GALILEO). Ponieważ dokładność pozycjonowania zależy silnie od nawet niewielkich zmian częstotliwości i czasu propagacji odbieranego (impulsowego) sygnału satelitarnego, w algorytmach najwyższej dokładności do zastosowań wojskowych wskazane jest uwzględnienie wpływu atmosfery i jej ruchu (względem satelity i obserwatora) na pozycjonowanie obiektu. Podobny problem zachodzi w radarowych systemach śledzących i w technologii LIDAR.

## 6. Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie linii widmowych w astrofizyce i kosmologii

Przesunięcie linii widmowych obiektów astronomicznych może wynikać z rozszerzania się Wszechświata w skali kosmologicznej, wskutek oddziaływań grawitacyjnych oraz ruchu obiektu świetlnego względem obserwatora ziemskiego (na co składa się, m.in. ruch orbitalny Ziemi, ruch orbitalny układu słonecznego względem środka Galaktyki, ruch względny galaktyk, etc.). Zakłada się, że zjawisko przesunięcia linii widmowych obiektów świetlnych zachodzi w próżni, co w astronomii jest dobrze uzasadnione w znacznej większości sytuacji, ale nie zawsze. Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie linii widmowych zostało przedyskutowane na przykładzie widma supernowych typu Ia w pracy [6], {1}.

### 6.1. Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie linii widmowych.

Przesunięcie Dopplera linii widmowych w próżni zależy tylko od względnej prędkości źródła promieniowania i obserwatora. Gdy natomiast obiekt świetlny zanurzony jest w poruszającym się ośrodku refrakcyjnym, to przesunięcie linii widmowych, rejestrowanych przez obserwatora zewnętrznego, zależy zarówno od względnej prędkości ośrodka, jak i od jego relatywistycznego współczynnika refrakcji.

Założmy, że ruch ośrodka refrakcyjnego jest jedynym źródłem przesunięcia częstotliwości. Gdy źródło promieniowania S zanurzone jest w ośrodku przemieszczającym się z prędkością  $\beta_S$  w kierunku obserwatora T, nieruchomego względem źródła S, to częstotliwość fali elektromagnetycznej emitowanej przez S można mierzyć w 3 różnych inercjalnych układach odniesienia. Jeżeli częstotliwość promieniowania w układzie spoczynkowym źródła S oznaczmy  $f_S$ , to w układzie własnym ośrodka refrakcyjnego częstotliwość ta wyniesie

$$f_P = f_S \frac{1-n_S \beta_S}{\sqrt{1-\beta_S^2}} = f_S \frac{\sqrt{1-\beta_S^2}}{1+n_0 \beta_S}, \quad (21)$$

gdzie  $n_S$  jest to relatywistyczny współczynnik refrakcji medium w ruchu, a  $n_0$  odpowiada współczynnikowi refrakcji w medium stacjonarnym; natomiast częstotliwość promieniowania w układzie własnym obserwatora zewnętrznego T wynosi

$$f_T = f_P \sqrt{\frac{1+\beta_S}{1-\beta_S}} = f_S \frac{1+\beta_S}{1+n_0 \beta_S}. \quad (22)$$

A zatem, pomimo, iż układy własne S i T są względem siebie w spoczynku, to ruch medium powoduje, iż częstotliwość rejestrowana  $f_T$  jest różna od częstotliwości emisji  $f_S$ . Parametr przesunięcia częstotliwości wskutek ruchu ośrodka refrakcyjnego wynosi zatem

$$z_m = \frac{\lambda_T - \lambda_S}{\lambda_S} = \frac{f_S - f_T}{f_T} = \frac{\beta_S(n_0 - 1)}{1 + \beta_S}, \quad (23)$$

gdzie  $\lambda$  oznacza długość fali w układzie odniesienia wskazanym przez indeks dolny, a indeks 'm' oznacza, iż to właśnie *medium* (w ruchu) jest odpowiedzialne za ów efekt. W przypadku, gdy  $n_0 \rightarrow 1$  lub gdy  $\beta_S \rightarrow 0$  (próżnia lub medium nieruchome względem źródła promieniowania i obserwatora) przesunięcie częstotliwości maleje do wartości przewidzianej wzorem Dopplera w próżni. Zauważmy, że przesunięcie częstotliwości nie zależy od grubości warstwy ośrodka refrakcyjnego, ani od zmian współczynnika refrakcji wzdłuż drogi propagacji promienia, ponieważ zmiana wartości  $n_0(\mathbf{r})$  wpływa na długość fali, ale nie na jej częstotliwość. Jest to zatem efekt lokalny, zależny od warunków panujących w miejscu emisji promieniowania.

Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie częstotliwości jest różne dla różnych linii widmowych; wynika to wprost z dyspersji współczynnika refrakcji  $n_0(\omega)$  i pozwala jakościowo odróżnić ten efekt od przesunięcia częstotliwości spowodowanego rozszerzaniem wszechświata, grawitacją, czy zwykłym efektem Dopplera w próżni, które wszystkie są achromatyczne, a także od widm układów podwójnych lub zderzających się galaktyk, które składają się z dwu serii linii widmowych z dwiema różnymi wartościami przesunięcia  $z$ .

Znak przesunięcia częstotliwości  $z_m$  zależy od rodzaju medium. W medium niezjonizowanym ( $n_0 > 1$ ) obserwator T zarejestruje niższą częstotliwość, tj.  $f_T < f_S$  (przesunięcie ku czerwieni); w medium zjonizowanym ( $0 < n_0 < 1$ ) obserwator T zarejestruje wyższą częstotliwość, tj.  $f_T > f_S$  (przesunięcie ku fioletowi). Znak przesunięcia częstotliwości zależy także od kierunku wektora falowego względem prędkości medium; gdyby był on przeciwny ( $-1 < \beta_S < 0$ ), zmieniłby się znak  $z_m$ .

### 6.2. Przesunięcie linii widmowych wskutek łącznego działania kilku efektów.

Refrakcyjno-kinematyczne przesunięcie częstotliwości jest zjawiskiem lokalnym i nie zależy od efektu zmiany częstotliwości promieniowania wskutek rozszerzania się wszechświata w skali kosmologicznej. Gdy światło z odległych regionów wszechświata biegnie w próżni ku obserwatorowi na Ziemi, następuje obniżenie częstotliwości fali świetlnej, zależnie od wartości kosmologicznego czynnika skali w momencie emisji promieniowania ( $a_S$ ) i w momencie jego obserwacji ( $a_{obs}$ )

$$f_{obs} = f_S \frac{1+\beta_S}{1+n_0 \beta_S} \cdot \frac{a_S}{a_{obs}}. \quad (24)$$

Oznaczając współczynnik kosmologicznego przesunięcia częstotliwości  $z_c$  jako



$$z_c = \frac{a_{\text{obs}}}{a_s} - 1 \quad (25)$$

można zapisać całkowite przesunięcie częstotliwości w postaci

$$(z_{\text{obs}} + 1) = (z_c + 1)(z_m + 1). \quad (26)$$

W podobny sposób można też uwzględnić inne niezależne zjawiska powodujące przesunięcie częstotliwości, takie jak grawitacja ( $z_g$ ), czy zwykły efekt Dopplera w próżni ( $z_D$ )

$$(z_{\text{obs}} + 1) = (z_c + 1)(z_m + 1)(z_D + 1)(z_g + 1), \quad (27)$$

przy czym efekt kosmologiczny jest dominujący w przypadku odległych galaktyk i innych obiektów świetlnych.

### 6.3. Wpływ refrakcji na przesunięcie linii widmowych w przypadku supernowych typu Ia.

W przypadku wybuchu supernowych typu Ia (Ia SNs), temperatura wybuchu osiąga wartość  $10^{10}$  K (1 MeV) i generowana jest plazma elektronowo-pozytonowa o gęstości rzędu  $10^{36} \div 10^{37}$  cząstek na  $\text{m}^3$ . Tak gęsta i gorąca plazma jest nieprzezroczysta i nie wykazuje rozpoznawalnych atomowych linii widmowych. Jednak wraz z rozprzestrzenianiem się kuli plazmowej z szybkością rzędu  $\beta_s = 0,1$ , gęstość i temperatura plazmy  $e^-e^+$  stopniowo maleje. Plazma elektronowa staje się przezroczysta dla promieniowania widzialnego, bliskiej podczerwieni (IR) i ultrafioletu (UV), gdy jej gęstość spadnie o  $10 \div 11$  rzędów wielkości, tj. do wartości rzędu  $10^{26}$  cząstek na  $\text{m}^3$ . Dalszy spadek temperatury i gęstości plazmy, do poziomu określonego przez jonizację atomów powoduje, iż  $n_0 \rightarrow 1$  i zanika wkład plazmy do przesunięcia linii widmowych Ia SNs; jest to zatem efekt występujący w pobliżu maksimum jasności tych obiektów.

Współczynnik refrakcji plazmy  $n_0$  zależy głównie od jej gęstości  $N$ , masy cząstek składowych  $m$  i częstotliwości fali  $f$

$$n_0 = \sqrt{1 - Ne_0^2 / (4\pi^2 \epsilon_0 m f^2)} = \sqrt{1 - f_{\text{plasma}}^2 / f^2}. \quad (28)$$

Zakładając, że  $N = 10^{26} \text{ m}^{-3}$  i  $\beta_s = 0,1$ , można oszacować wartość przesunięcia refrakcyjno-kinematycznego  $z_m$ . W bliskim ultrafiolecie ( $f = 1 \times 10^{15} \text{ Hz}$ ) wkład refrakcji jest mały i wynosi on  $z_m = -0.00037$ ; w środku zakresu promieniowania widzialnego ( $f = 5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ) wzrasta do  $z_m = -0.0015$ ; w bliskiej podczerwieni ( $f = 1 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ) wynosi  $z_m = -0.051$  i rośnie jak  $z_m \sim f^{-2}$  dla niższych częstotliwości pasma IR (jednocześnie maleje intensywność takich linii ze względu na mniejszą przezroczystość gęstej plazmy dla dłuższych fal). We wszystkich tych przypadkach plazma powoduje przesunięcie ku fioletowi.

Wartości te można porównać z obserwowanym przesunięciem ku czerwieni  $z_{\text{obs}}$  supernowych typu Ia. ‘Bliskie’ obiekty tego typu, które były wykorzystane do kalibracji jako świece standardowe, charakteryzuje przesunięcie ku czerwieni  $z_{\text{obs}}$  w zakresie  $0,01 \div 0,1$ ; główne wnioski dotyczące przyspieszenia rozszerzania się wszechświata i istnienia ciemnej energii, która przypuszczalnie napędza ten proces, wyciągnięto z badania Ia SNs o przesunięciach  $z_{\text{obs}}$  w zakresie  $0,1 \div 1$ , zaś największe wartości  $z_{\text{obs}}$  dla obiektów tego typu, zaobserwowane za pomocą teleskopu Hubble’a, wynoszą ponad 1,7. Niepewności, z jaką określone są przesunięcia ku czerwieni są niewielkie ( $\Delta z_{\text{obs}} = 0,001 \div 0,01$ ), szczególnie w porównaniu z niepewnością określenia jasności tych obiektów. Jednak niektóre z obiektów zidentyfikowanych jako Ia SNs mają wartości  $z_{\text{obs}}$  bardzo znacznie odbiegające od innych takich obiektów oraz od przewidywań teoretycznych (przesunięcie ku fioletowi rzędu  $0,1 \div 0,2$  w stosunku do wartości spodziewanych); część z tych obiektów włączono do analizy, a część wyeliminowano na podstawie prawdopodobnego ich przyciemnienia przez pył galaktyczny.

Z porównania wielkości efektu refrakcyjnego z obserwowanym przesunięciem ku czerwieni Ia SNS wynika, że w zakresie UV wkład refrakcji do  $z_{\text{obs}}$  jest bardzo mały, w zakresie widzialnym jest on rzędu niepewności pomiaru, a w podczerwieni może już być bardzo istotny. Włączenie tego efektu do analizy danych na wykresie Hubble’a wymaga uprzedniego potwierdzenia istnienia i parametrów kuli plazmowej wytworzonej w wyniku wybuchu supernowej; jest to możliwe w wyniku zbadania pików 1 MeV odpowiadających anihilacji elektron-pozyton i jednoczesnej obserwacji linii widmowej w zakresie mikrofalowym  $2 \times 10^{11} \text{ Hz}$  (w układzie własnym pozytronium) odpowiadającej przejściu  $1^1\text{S}_0 \rightarrow 1^3\text{S}_0$  pozytronium.

Efektu refrakcyjnego w przesunięciu linii widmowych można poszukiwać także w widmach Cefeid, w widmach młodych gwiazd i akrecyjnych układów binarnych, oraz w widmach aktywnych jąder galaktycznych i obiektów „młodego wszechświata” oddziałujących z otaczającym je medium gazowym. Ponieważ przy wielkich prędkościach  $\beta_s$  wartość  $n$  gwałtownie rośnie, to medium refrakcyjne może znacznie wzmocnić kinematyczne przesunięcie linii widmowych. Uwzględnienie refrakcji może wpłynąć na oszacowanie prędkości recesji i odległości niektórych takich obiektów.

## **7. Generacja skolimowanej wiązki promieniowania gamma o ultra-wysokiej intensywności**

Kwestią do dziś nierozwiązaną jest wytwarzanie skolimowanych wiązek gamma o ultra-wysokiej intensywności do zastosowań samoistnych i do pompowania laserów gamma. Przede wszystkim brakowało pomysłu (zjawiska fizycznego), które dawałoby szansę na rozwiązanie tego problemu w przyszłości. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [7], {8}.

### **7.1. Problem braku silnych, skolimowanych źródeł promieniowania gamma.**

Konstrukcja laserów gamma (graserów) jest rozważana od początku lat 1970-tych, ale do dziś nie ma żadnego postępu w tej mierze, ponieważ nie jest znane żadne źródło promieniowania gamma o parametrach koniecznych do pompowania laserów w tym zakresie częstotliwości. Nie istnieją ani metody wytwarzania wiązek gamma wysokiej intensywności, ani też nie ma sposobu ich ogniskowania. Przewidziane tu zjawisko spontanicznej termalizacji wiązki laserowej o niskiej częstotliwości (np. w zakresie widzialnym lub w podczerwieni) i ultra-wysokiej intensywności, gdyby zostało potwierdzone doświadczalnie, można będzie wykorzystać do wytworzenia białych, skolimowanych wiązek gamma o intensywności ponad 20 rzędów wielkości wyższej niż jest to obecnie osiągalne.

### **7.2. Spontaniczna konwersja częstotliwości ultra-intensywnego pola fotonowego.**

Silne pole fotonowe może mieć postać wiązki (np. wiązka laserowa w zakresie widzialnym, wiązka promieniowania synchrotronowego) lub pola quasi-izotropowego (koncentracja wielu wiązek w małym obszarze reakcji, imitująca pole izotropowe, np. w urządzeniach do inercyjnej syntezy termojądrowej).

Idea spontanicznej termalizacji wypływa ze spostrzeżenia, że pola o wąskim zakresie widma są skrajnie niestabilne z termodynamicznego punktu widzenia (niska entropia). Zgodnie z zasadami termodynamiki i fizyki statystycznej, pola takie powinny podlegać samorzutnej termalizacji, tzn. dążyć do stanu o maksymalnej entropii. Niezbędnym warunkiem termalizacji, choćby tylko częściowej, jest istnienie czynnika przenoszącego oddziaływanie między fotonami. Takim czynnikiem są np. atomy gazu szlachetnego (He, Ne), albo inne cząstki materialne, które oddziałując z silnym polem fotonowym generują tzw. wyższe harmoniczne (składowe spektrum o wielokrotnościach częstotliwości podstawowej); tą metodą nie można jednak wytworzyć skolimowanych wiązek wielkiej mocy w zakresie gamma.

Koncepcja spontanicznej termalizacji pola fotonowego w próżni wynika z możliwości samooddziaływania pola o wielkiej intensywności, mediowanego przez wirtualne pole elektronowo-pozytonowe. Spektralną niestabilność pola fotonowego można zilustrować ilościowo w przypadku pola quasi-sferycznego i wiązki fotonowej. Intensywność progowa pola fotonów w zakresie widzialnym ( $2 \text{ eV}$ ), wystarczająca do zaistnienia samooddziaływania i spontanicznej termalizacji wynosi  $I \geq 2.4 \times 10^{28} \text{ Wm}^{-2}$  w geometrii sferycznej oraz  $I \geq 9.6 \times 10^{28} \text{ Wm}^{-2}$  w przypadku wiązki laserowej. Progowa gęstość energii pola fotonowego w zakresie widzialnym wynosi  $\varepsilon \approx 3.2 \times 10^{20} \text{ Jm}^{-3}$ , a oszacowanie minimalnej średnicy obszaru oddziaływania daje  $\Delta L \approx 3 \times 10^{-5} \div 3 \times 10^{-2} \text{ m}$ . Minimalna moc wiązki laserowej, która byłaby w stanie zrealizować takie parametry wynosi  $P \approx 3.6 \times 10^{18} \div 3.6 \times 10^{21} \text{ W}$ , zależnie od oszacowania obszaru oddziaływania. Parametry te przekraczają o co najmniej 4 rzędy wielkości obecne możliwości technologiczne.

W przypadku geometrii quasi-sferycznej, temperatura równowagi termodynamicznej pola fotonowego w pełni stermalizowanego wynosi  $T = 8.1 \times 10^8 \text{ K}$ , maksymalna wartość intensywności spektralnej wynosi  $i = 3.1 \times 10^8 \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ , a energia fotonów w maksimum intensywności jest  $\varepsilon = 0.2 \text{ MeV}$ . W przypadku pojedynczej wiązki fotonowej, parametry równowagi termodynamicznej pola zależą od kąta bryłowego rozbieżności wiązki; przy założeniu, że wynosi on  $10^{-5}$  steradiana, temperatura wiązki w pełni stermalizowanej wynosi  $T = 3.2 \times 10^{10} \text{ K}$ , zaś maksimum intensywności  $i = 3.1 \times 10^7 \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  przypada na fotony o energii  $\varepsilon = 7.8 \text{ MeV}$ .

Intensywność spektralna pola w pełni stermalizowanego jest olbrzymia, ponad 20 rzędów wielkości większa niż w przypadku najsilniejszego (kontrolowanego) źródła promieniowania gamma, jakim jest reaktor jądrowy; zatem pełna termalizacja wiązki fotonów nie jest konieczna do zastosowań praktycznych.

Zanim nastąpi pełna termalizacja, mogą pojawić się zjawiska podprogowe, takie jak spontaniczna generacja wyższych harmonicznych wiązki wyjściowej (w próżni), częściowe rozpraszanie (w tym zjawisko backscatteringu na fluktuacjach próżni), samoogniskowanie wiązki oraz obniżenie prędkości propagacji wiązki. Są to zjawiska analogiczne do tych, które zachodzą w oddziaływaniu

wiązki fotonów z rzeczywistymi cząstkami masywnymi, których rolę w tym przypadku przejmują cząstki pola wirtualnego. Zaobserwowanie któregośkolwiek z tych zjawisk w próżni dowodziłoby zachodzenia zjawiska termalizacji w zakresie podprogowym.

### **7.3. Obszary zastosowań ultra-silnych, skolimowanych wiązek gamma.**

Olbrzymia intensywność, kolimacja, łatwość skierowania wiązki w dowolnym kierunku, możliwość szybkiego włączania i wyłączania urządzenia poprzez zasilanie, możliwość generowania serii impulsów, szybkość propagacji i skuteczność działania stermalizowanej wiązki gamma umożliwia bezpośrednie użycie takich wiązek do celów wojskowych jako „energy delivery system”. Urządzenia takie byłyby w stanie funkcjonować z platform umieszczonych na orbicie wokółziemskiej, również geostacjonarnej.

Obecnie nie istnieje żadna inna koncepcja obrony przed zmasowanym atakiem wielogłowicowych ICBM. Różne wcielenia idei obrony przeciwrakietowej typu „rakiet kontra rakiet”, rodem z lat 1960-tych, ich koszt i nieskuteczność nawet w przypadku pojedynczych rakiet i głowic, nie wymagają komentarza. Takie systemy implikują konieczność podejmowania nieodwracalnych decyzji, o konsekwencjach w skali globalnej, w ciągu paru minut. Natomiast obecne laserowe systemy obronne, w tym lasery chemiczne, wykorzystujące promieniowanie podczerwone i widzialne, mają niewielki zasięg (co najwyżej taktyczny) ze względu m. in. na rozbieżność wiązki, której minimalny przekrój poprzeczny jest proporcjonalny do kwadratu długości fali. Promieniowanie gamma ma falę ponad 5 rzędów wielkości krótszą niż promieniowanie widzialne, więc zasięg skutecznego działania wiązki gamma może być, przynajmniej teoretycznie, o 10 rzędów wielkości większy.

W przypadku wiązki gamma, przeciwdziałanie polegające na pokryciu celu powierzchnią lustrzaną i wprowadzenie go w szybki ruch wirowy jest nieskuteczne, ponieważ nie istnieją lustra w zakresie gamma, a zdolność penetrująca wiązki promieniowania gamma jest nieporównanie większa niż wiązki o niskiej częstotliwości. Poza tym, obrona przed zmasowanym atakiem głowicami niesionymi na pociskach ICBM, wykorzystująca wiązki gamma, może przebiegać w przestrzeni kosmicznej, bez bezpośredniego i nieodwracalnego w skutkach, naruszenia terytorium innego państwa.

Innym potencjalnym zastosowaniem białych wiązek gamma jest konstrukcja laserów gamma. Wiązki takie mogą być wykorzystane jako pole pompujące lasery gamma nawet wówczas, gdy tylko niewielka część mocy całkowitej ulegnie transformacji w promieniowanie gamma.

Ponadto, stermalizowane wiązki gamma mogą być zastosowane do zainicjowania zapłonu pastylki fuzyjnej, do wymuszonej transmutacji pierwiastków chemicznych oraz badania zderzeń fotonów w urządzeniach zwanych „photon-photon colliders”, ponieważ prawdopodobieństwo oddziaływania foton-foton rośnie szybko wraz z energią fotonów. Skolimowane wiązki gamma mogą zatem otworzyć te obszary działalności naukowej, technologicznej i wojskowej, które obecnie są poza zasięgiem współczesnych technologii.



## 8. Lista publikacji w zakresie promieniowania VF

- Publikacje w zakresie *Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości w czasopiśmie z Listy Filadelfijskiej z IF*:

- [1] W. T. Chyla, *I. Geometrical optics of variable frequency light rays: Theoretical basis*. Canadian Journal of Physics, vol. 78, str. 721-745 (2000). {9}
- [2] W. T. Chyla, *II. Geometrical optics of variable frequency light rays in special relativistic and nonrelativistic situations: The general law of reflection*. Canadian Journal of Physics, vol. 78, str. 747-754 (2000). {10}
- [3] W. T. Chyla, *III. Geometrical optics of variable frequency light rays in the general relativistic regime: Combined gravitational and refractive lensing*. Canadian Journal of Physics, vol. 78, str. 755-767 (2000). {11}
- [4] W. T. Chyla, *Refraction in a relativistic medium*. Optik – International Journal of Light and Electron Optics, vol. 124, str. 1477-1479 (2013). {4}
- [5] W. T. Chyla, *Group velocity of the electromagnetic wave packet in a relativistic dispersive medium*. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 27, str. 938-943 (2013). {3}
- [6] W. T. Chyla, *Refraction-dependent kinematic shift of spectral lines*. European Physical Journal Plus, vol. 130, artykuł 78, str. 1-6 (2015). {1}
- [7] W. T. Chyla, *On generation of collimated high-power gamma beams*. Laser and Particle Beams, vol. 24, str. 143-156 (2006). {8}

### Literatura kontekstowa nie jest cytowana w autoreferacie, ponieważ:

- (1) Pojęcie optyki promieniowania o zmiennej częstotliwości (variable frequency radiation, VF), podstawy formalne oraz przykłady zastosowań tej gałęzi optyki są dokonaniem indywidualnym, niemającym prekursorów. *Promieniowania VF, którego częstotliwość zmienia się wzdłuż toru propagacji, nie należy mylić z klasycznym pojęciem promieniowania emitowanego przez źródło o zmiennej częstotliwości emisji.*
- (2) Historyczny i fizyczny kontekst omawianych tu zagadnień został zwięźle przedstawiony w tym autoreferacie.
- (3) Literatura szerszego kontekstu jest omówiona i cytowana w artykułach oryginalnych.
- (4) Przemieszczenie wkładu własnego z pracami innych autorów utrudnia ocenę faktycznego indywidualnego dorobku badawczego.





## CZĘŚĆ III

### NOTA O PUBLIKACJACH W DZIEDZINIE METROLOGII

#### **1. Ewolucja międzynarodowego metrycznego układu jednostek miar SI**

Międzynarodowy metryczny układ jednostek miar został wprowadzony na mocy Konwencji Metrycznej podpisanej jako traktat dyplomatyczny w Paryżu, 20 maja 1875 r., przez największe ówczesne potęgi gospodarcze, polityczne i wojskowe (za wyjątkiem Wielkiej Brytanii, która przystąpiła do Konwencji w 1884 r.). Układ ten oparty był na dwu artefaktach, platynowo-irydowym wzorcu kilograma oraz wzorcu metra z takiego samego materiału. Wcześniejsza (1870 r.) idea Maxwella oparcia międzynarodowego układu jednostek miar na wzorcach atomowych nie mogła być wówczas zrealizowana ze względów technicznych.

W roku 1960, na 11 Generalnej Konferencji Miar (CGPM) wprowadzono pierwszy definicyjny wzorzec atomowy; była to jednostka długości (metr) zdefiniowana za pomocą długości fali promieniowania emitowanego przez lampę kryptonową. Wzorzec atomowy jednostki długości też nie jest idealny, chociażby dlatego, że długość emitowanej fali elektromagnetycznej jest zawsze w pewnym stopniu rozmyta. Ten sam problem dotyczy jednostki czasu, sekundy, zdefiniowanej na 13 CGPM w 1967/8 r. za pomocą częstotliwości przejścia nadsubtelnego w atomie  $^{133}\text{Cs}$ .

Na 17 CGPM w 1983 r. po raz pierwszy zdefiniowano jednostkę podstawową SI poprzez ustalenie wartości liczbowej fundamentalnej stałej fizycznej: jednostkę długości, metr, zdefiniowano jako długość drogi przebytej przez światło z ustaloną definicyjnie szybkością  $c$  w próżni, w określonym przedziale czasu. Definicja jednostki podstawowej układu SI polegająca na ustaleniu wartości liczbowej fundamentalnej stałej fizycznej jest abstrakcyjna i implikuje konieczność rozróżnienia między definicją tej jednostki, a jej realizacją w praktyce (np. w przypadku metra stosuje się metodę interferencji).

Jednostka masy zdefiniowana jest do dziś jako masa artefaktu platynowo-irydowego z 1889 r. Chociaż masa tego artefaktu jest z definicji stała, to wiadomo na podstawie badań i porównań z innymi wzorcami, że jego masa ulega powolnemu dryftowi, np. wskutek reakcji chemicznych na powierzchni, czy reakcji jądrowych; poza tym, wzorzec ten jest tak cenny (bo jedyny na świecie), że używa się go do wzorcowań niezmiennie rzadko – a przecież wzorce, również te najwyższego rzędu, powinny być powszechnie dostępne. Dlatego pod koniec XX wieku zaproponowano redefinicję kilograma, który miałby być zdefiniowany przez ustalenie wartości liczbowej stałej Plancka i zrealizowany za pomocą wagi Watta. Konkurencyjnym pomysłem była idea zdefiniowania jednostki masy poprzez ustalenie wartości liczbowej stałej Avogadro i jej realizacja za pomocą kul krzemowych o znanej liczbie atomów.

W pierwszych latach XXI wieku stwierdzono, że redefinicja kilograma nie wystarczy do zaspokojenia potrzeb pomiarowych na najwyższym poziomie metrologicznym, ale trzeba jednocześnie zredefiniować cztery jednostki podstawowe układu SI: kilogram, amper, kelwin i mol, ustalając wartości liczbowe czterech stałych fizycznych (stałej Plancka, ładunku elementarnego, stałej Boltzmanna oraz liczby Avogadro). Celem tego programu jest nie tylko wyeliminowanie ostatniego artefaktu definicyjnego jednostek SI, ale – co równie ważne – zmiana definicji jednostki natężenia prądu, ampera, bowiem współczesne pomiary elektryczne są spójne pomiarowo ze wzorcami kwantowymi (opartymi na efekcie Josephsona i kwantowym efekcie Halla), ale nie są spójne z przestarzałą, klasyczną definicją ampera SI. Aby pomiary elektryczne były spójne z jednostkami SI i by móc stosować wzorce kwantowe jako wzorce pierwotne SI, konieczne jest ustalenie wartości  $e$  i  $h$  na mocy definicji.

Reforma układu SI, znana jako New SI, była początkowo planowana na rok 2007, ale nie mogła być zrealizowana ze względu na rozbieżności między wynikami projektu wagi Watta, a wynikami projektu Avogadro, co było związane ze składem izotopowym kul krzemowych. Na 24 CGPM w 2011 r. podjęto Rezolucję 1, w której przyjęto schemat przyszłej reformy układu SI, ale wymagania techniczne ciągle nie zostały spełnione; ponadto, w niektórych środowiskach można zauważyć organizowanie oporu przeciw realizacji tych zamierzeń.

Program New SI ma charakter pragmatyczny; poświęcony jest wyłącznie redefinicji 4 spośród 7 jednostek podstawowych SI oraz realizacji praktycznej (*mise en pratique*) tych 4 jednostek, czyli kwestiami, które mogą być urzeczywistnione w przewidywalnym czasie. Warto natomiast zastanowić się także nad docelowym systemem jednostek miar, abstrahując od dzisiejszych możliwości technicznych; można wówczas uzyskać nową perspektywę na współczesny międzynarodowy układ jednostek miar i kierunki jego dalszej ewolucji. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [1], {7}.

Definicje jednostek podstawowych powinny być niezależne od jakichkolwiek odniesień do obiektów materialnych, nie tylko artefaktów, które podlegają procesom fizycznym i chemicznym powodującym dryft. Definicje powinny również abstrahować od stałych materiałowych obiektów makroskopowych (takich jak np. punkt potrójny wody definiujący jednostkę temperatury, kelwin) oraz stałych atomowych, których wybór jest arbitralny, a poza tym stałe atomowe nie mogą być dokładnie określone, chociażby ze względu na zasadę nieoznaczoności, nie mówiąc już o czystości i składzie izotopowym substancji wzorcowej, wpływie fluktuacji temperatury i ciśnienia oraz roli oddziaływań zewnętrznych i wewnętrznych na wzorzec definicyjny.

Definicje jednostek podstawowych (które należy odróżnić od realizacji tych jednostek) powinny być niezależne także od jakichkolwiek odniesień do zjawisk fizycznych i teorii fizycznych, ponieważ definicje nie powinny być uzależnione od aktualnego stanu wiedzy i nie powinny zmieniać się wraz z rozwojem nauki i technologii.

Powyższe dwa postulaty będą spełnione, gdy wszystkie jednostki podstawowe międzynarodowego układu jednostek miar będą zdefiniowane poprzez ustalenie wartości liczbowych *fundamentalnych* stałych fizycznych. W takim podejściu do definicji jednostek podstawowych, wszelkie odniesienia do właściwości materiałowych (makroskopowych lub mikroskopowych), zjawisk fizycznych (klasycznych lub kwantowych) i teorii fizycznych (ugruntowanych lub nowatorskich) są przesunięte z poziomu definicji jednostki do poziomu jej realizacji (tj. do jej *mise en pratique*); wówczas postęp technologiczny i głębsze zrozumienie teorii zjawisk fizycznych będzie skutkować jedynie zmianami w sposobach realizacji jednostek, natomiast sama definicja pozostanie nienaruszona.

Każda definicyjnie ustalona wartość fundamentalnej stałej fizycznej stanowi jeden wiąz, który nałożony jest na układ podstawowych jednostek miar; ponieważ liczba więzów musi być równa liczbie stopni swobody układu (tak, aby układ nie był niedookreślony lub nałożone warunki nie były sprzeczne), to liczba jednostek podstawowych musi być równa liczbie fundamentalnych stałych fizycznych, które je definiują.

Stałych fizycznych jest wiele i wiele jest poglądów na to, które z nich są prawdziwie fundamentalne. Twierdzę, że fundamentalne stałe fizyczne stanowią odniesienie dla pierwotnych (niedefiniowalnych) pojęć fizycznych, zapewniając ich mierzalność; zatem liczba niezależnych fundamentalnych stałych fizycznych musi być równa liczbie (niedefiniowalnych) pojęć elementarnych w fizyce. Są nimi czas, długość i masa oraz ładunki skwantowane, tj. trzy rodzaje fizycznych oddziaływań fundamentalnych (elektromagnetyczne, słabe i silne jądrowe). Jest to w sumie 6 pojęć i 6 odpowiadających im stałych fundamentalnych ( $c$ ,  $h$ ,  $G$  oraz 3 stałe sprzężenia oddziaływań kwantowych), których wartości liczbowe można ustalić na mocy definicji; a zatem, powinno być 6 prawdziwie podstawowych jednostek układu miar: jednostka czasu (sekunda), długości (metr), masy (kilogram), elementarnego ładunku elektrycznego (kulomb), elementarnego ładunku słabego (weinberg?) i silnego (nazwa?). Zauważmy, że ładunku elementarnego nie można identyfikować z ładunkiem pewnej wybranej cząstki elementarnej, bowiem ładunek cząstki należy do kategorii mikroskopowych stałych materiałowych. Pomiar ładunku danej cząstki ma charakter *mise en pratique* (realizacji) danego ładunku elementarnego i wynik może zależeć od skali energii pomiaru i naszych teoretycznych zdolności interpretacyjnych, ze względu na strukturę wewnętrzną cząstki (hadrony) i polaryzację próżni, która odgrywa istotną rolę również w przypadku cząstek punktowych, takich jak leptony; praktyczną ilustracją zależności efektywnego ładunku cząstki od energii pomiaru jest różnica między „dressed charge” i „bare charge” cząstek i dotyczy to wszystkich trzech rodzajów ładunków.

Ponieważ wymiar fizyczny stałych  $c$ ,  $h$ , i  $G$  jest złożony, więc nie można przypisać jednej stałej jednemu pojęciu fundamentalnemu i jednej jednostce; jednostki czasu, długości i masy muszą być zdefiniowane jednocześnie, poprzez jednoczesne podanie wartości liczbowych tych trzech stałych fundamentalnych. Nie jest to przypadek, ale odzwierciedlenie rzeczywistości fizycznej, co widać najwyraźniej np. w ogólnej teorii względności, gdzie czas, przestrzeń i masa są ze sobą ściśle związane. Gdy zunifikowana teoria oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych (chromodynamika kwantowa) osiągnie swą finalną postać, to trzy jednostki odpowiadające trzem oddziaływaniom kwantowym powinny również być zdefiniowane jednocześnie, poprzez przypisanie definicyjnych wartości liczbowych stałym sprzężenia tych trzech oddziaływań. Na razie jednak, oddziaływania słabe i silne jądrowe leżą poza zakresem zainteresowań metrologii.

Z jednostek podstawowych międzynarodowego układu jednostek miar można tworzyć jednostki pochodne, zdefiniowane jako kombinacje jednostek podstawowych. Pod tym względem, omawiany tutaj

„docelowy” układ jednostek miar, a także SI, New SI i inne (historyczne) układy jednostek miar w zasadzie nie różnią się.

W „docelowym” układzie jednostek miar pozostałyby jednostki wygodne w praktycznym użyciu (mol, kelwin, kandela), ale nie miałyby one statusu jednostek podstawowych. Na przykład mol, jednostka liczności materii w układzie SI, jest bardzo wygodna i potrzebna w chemii, ale w zasadzie można by ją całkowicie wyeliminować, ponieważ jest to tylko umowna liczba cząstek mikroskopowych. Podobnie jednostkę temperatury termodynamicznej, kelwin, można by zastąpić jednostką energii; jednostka światłości, kandela, jest również nadmiarową, ale wygodną w praktyce, jednostką podstawową SI.

Ze względu na wprowadzanie zasad metrologii do chemii, biologii, farmacji i medycyny, powstała konieczność definiowania nowych jednostek (np. katal, gray) i budowy odpowiadających im wzorców. Definiowanie takich jednostek podyktowane jest względami praktycznymi i mają one rację bytu we wszystkich układach jednostek miar, z „docelowym” włącznie. Ponieważ takie jednostki mają całkowicie inny charakter niż jednostki podstawowe, zaliczam je do kategorii „jednostek opisowych”, wymagających definicji operacyjnej lub specjalnego komentarza wyjaśniającego sposób ich rozumienia.

Dokładność pomiaru stałej fundamentalnej (zanim jej wartość zostanie ustalona na mocy definicji) determinuje dokładność, z jaką można zrealizować jednostkę związaną z nią fundamentalnej wielkości fizycznej, tzn. dokładność jej wzorca pierwotnego. Ponieważ pomiar stałej grawitacyjnej  $G$  z wymaganą niepewnością względną rzędu  $10^{-8}$  nie jest na razie możliwy, to wprowadzenie „docelowego” układu jednostek miar (FC SI – Fundamental Constants SI) jest sprawą dalszej przyszłości.

Zarysowany tu układ jednostek miar FC SI pozwala stwierdzić, że obecna propozycja reformy, znana jako New SI, nie jest jedynie aktem pozbycia się ostatniego arbitralnie przyjętego artefaktu definicyjnego (kilograma) i odpowiedzią na potrzeby praktyki metrologicznej (brak spójności pomiarów elektrycznych z amperem SI), ale jest wielkim krokiem ku sformułowaniu ostatecznej postaci międzynarodowego układu jednostek miar, w którym definicje i *wartości definicyjne* jednostek podstawowych będą elementem stałym.

Aby zdać sobie sprawę z doniosłości idei wprowadzenia niezmiennych definicji i wartości definicyjnych jednostek podstawowych, wystarczy skojarzyć fakt, że następna w kolejce do redefinicji jest sekunda (definicyjne przejście nadsubtelne w  $^{133}\text{Cs}$  zostanie zastąpione pewną linią spektralną w zakresie widzialnym, co poprawi niepewność pomiaru czasu o co najmniej 1 rząd wielkości), a zmiana definicji sekundy spowoduje zmianę wartości metra, ampera i kandeli w układzie SI, oraz wszystkich oprócz mola jednostek podstawowych w New SI. Zmiana wartości sekundy i innych jednostek z nią związanych będzie niewielka (rzędu  $10^{-15} \div 10^{-16}$ , zależnie od wyboru definicyjnej linii widmowej), ale sama zasada stałej wartości podstawowych jednostek miar będzie naruszona. Gdyby sekunda, metr i kilogram były zdefiniowane przez ustalenie wartości 3 fundamentalnych stałych fizycznych, to ten problem w ogóle by nie zaistniał. Zmiana wykorzystywanej w praktyce wzorcowej linii widmowej (częstotliwości odniesienia) miałaby jedynie charakter korekty *mise en pratique* jednostki czasu, zatwierdzonej przez Międzynarodowy Komitet Miar (CIPM) i nie wymagałaby nawet zgody Generalnej Konferencji Miar (CGPM).

## **2. Nowa definicja mola**

W roku 2010 Komitet Doradczy ds. Jednostek (CCU) opublikował na stronach internetowych Międzynarodowego Biura Miar (BIPM) propozycję nowych definicji kilograma, kelwina, ampera i mola oraz zaproponował przeformułowanie definicji trzech pozostałych jednostek podstawowych międzynarodowego układu jednostek miar, tj. sekundy, metra i kandeli (tzw. New SI, czyli Nowy SI).

Redefinicja mola polega na ustaleniu wartości liczbowej stałej Avogadro  $N_A$ , tj. liczby cząstek w jednym molu; tym samym zniesiona będzie zależność mola od kilograma na poziomie definicji. Idea ta znana jest od ponad pół wieku; ma ona wielu zwolenników i nielicznych, ale wpływowych przeciwników. Jednak zaproponowane sformułowanie nowej definicji zawiera kilka niezręczności, wywodzących się jeszcze z obecnej definicji mola. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [2], {6}.

Zarówno obecna, jak i nowa definicja mola zawiera listę cząstek, których makroskopowa liczba może być mierzona w molach. Wymienione tam cząstki i rodzaje cząstek są wybrane arbitralnie, a lista ta jest wysoce niekompletna. Przede wszystkim zaś, taka lista jest całkowicie zbędna w definicji mola.



Nowa definicja mola posługuje się pojęciem „obektu elementarnego”, chociaż pojęcie mola stosuje się głównie do cząstek złożonych (atomów, jonów, molekuł), które nie sposób nazwać elementarnymi. Specyfika chemii wymaga, by zamiast terminu „obekt elementarny” używać pojęcia „cząstki tego samego rodzaju”, które powinno być interpretowane zgodnie z charakterem zagadnienia, i nie może być zadekretowane definicyjnie. Na przykład, molekuły o różnym składzie izotopowym, tautomery, izomery optyczne lub molekuły o różnych konformacjach mogą być uważane za takie same (z punktu widzenia większości reakcji chemicznych) lub różne (z punktu widzenia masy cząsteczkowej, spektrum, czy aktywności biologicznej). To, czy dane cząstki są tego samego rodzaju, czy nie, zależy od kryteriów stosownych w konkretnej sytuacji fizykochemicznej. W wyniku przeprowadzonej analizy, w czasopiśmie BIPM zaproponowałem korektę redefinicji mola, promowaną przez CCU i BIPM.

### **3. Sformułowanie redefinicji jednostek podstawowych w New SI**

Redefinicje czterech jednostek podstawowych i nowe sformułowania trzech pozostałych jednostek podstawowych New SI mają tę samą strukturę. Z jednej strony jest to zaleta, ale z drugiej strony niezręczności popełnione w nowych definicjach ulegają zwielokrotnieniu. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [3], {5}.

Nowe definicje jednostek podstawowych wykorzystują jednostki pochodne, co jest logicznie niedopuszczalne, stosują zwroty warunkowe (co jest niewskazane i niepotrzebne), a w niektórych przypadkach niewystarczająco rozróżniona jest definiowana jednostka i jej symbol. Z analizy tych problemów wynika zaproponowana w artykule korekta struktury nowych definicji.

### **4. Metrologia elektryczna nanostruktur a konieczność redefinicji ampera**

Obowiązująca obecnie definicja ampera SI, odnosząca się do siły oddziaływania między dwoma równoległymi przewodnikami z prądem, została opracowana w połowie lat 1940-tych i przyjęta przez CGPM w 1948 r. Jest ona oparta na równaniach Maxwella i sprawdzała się w praktyce bardzo dobrze, dopóki efekty kwantowe nie odgrywały istotnej roli w metrologii elektrycznej. Elektrodynamika kwantowa (QED) była wówczas w początkowej fazie rozwoju.

Od blisko 30 lat, pomiary elektryczne na wysokim poziomie metrologicznym wywodzą swą spójność pomiarową nie od obowiązującej definicji ampera, ale od wzorców kwantowych, których dokładność i stabilność jest o parę rzędów wielkości lepsza, niż wzorców klasycznych: wzorzec pierwotny napięcia (który wykorzystuje efekt Josephsona) i wzorzec pierwotny rezystancji (który wykorzystuje kwantowy efekt Halla) realizują odpowiadające im jednostki z niepewnością względną rzędu  $10^{-9}$ . Ceną, którą metrologia elektryczna płaci za tak wysoką dokładność pomiarów jest brak spójności pomiarowej z jednostkami SI. Takie postępowanie zostało formalnie usankcjonowane Rezolucją 2 na 19 CGPM w 1991 r., która przyjęła wartości umowne stałej Josephsona ( $K_J = 2e_0/h$ ) i stałej von Klitzinga ( $R_K = h/e_0^2$ ).

Redefinicja ampera poprzez ustalenie wartości (elektrycznego) ładunku elementarnego  $e_0$  oraz redefinicja kilograma poprzez ustalenie wartości stałej Plancka  $h$  pozwoli na obliczenie dokładnych wartości stałej Josephsona i stałej von Klitzinga, dzięki czemu pomiary spójne pomiarowo z wzorcami kwantowymi będą również spójne z międzynarodowym układem jednostek miar. Praktyczna różnica między pomiarami opartymi na klasycznej definicji ampera oraz na zreformowanym układzie SI (znanym jako New SI) zależy od wielkości układów mierzonych, ponieważ rola efektów kwantowych rośnie w przypadku małych obiektów. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [4], {2}.

Spójność logiczna wymaga, by stosując klasyczną definicję ampera w danym układzie pomiarowym, zastosować również klasyczną interpretację surowych danych pomiarowych. W pracy tej obliczam systematyczne błędy wynikające z takiego podejścia w przypadku pomiarów gęstości prądu, gęstości ładunku elektrycznego, napięcia i natężenia pola elektrycznego w strukturach warstwowych. Jako reprezentatywny przykład rozpatruję oddziaływanie Casimira. Pomiary elektryczne w strukturach makroskopowych (rzędu 1 mm) nie są czułe na efekty kwantowe i sposób zdefiniowania ampera (różnice są zaniedbywalne, rzędu  $10^{-8} \div 10^{-10}$ ), ale błąd systematyczny szybko rośnie wraz ze zmniejszaniem się rozmiarów próbki i w przypadku nanostruktur warstwowych zastosowanie klasycznej definicji ampera i spójnej z nią klasycznej interpretacji pomiarów prowadzi do wyników błędnych o parę rzędów wielkości. Co prawda, z góry było wiadomo, że taki będzie wynik, ale ilościowe ujęcie problemu



stanowi argument za jak najszybszym pozbyciem się dychotomii w pomiarach elektrycznych, gdzie praktyka metrologiczna wynikająca z wiedzy fizycznej i oficjalna definicja jednostki elektrycznej są niespójne.

## **5. Geneza i współczesność NIST z odniesieniami do funkcjonowania metrologii w Polsce**

Największym i najprężniej działającym Krajowym Instytutem Metrologicznym (NMI) na świecie jest National Institute of Standards and Technology (NIST), założony w 1901 r. (do 1988 r. działający pod nazwą National Bureau of Standards, NBS). Jest to instytut badawczy finansowany z budżetu federalnego, którego zadaniem jest praca na rzecz amerykańskiego przemysłu, a celem strategicznym jest szeroko rozumiane dobro narodu. Zadania NMI innych krajów rozwiniętych gospodarczo są podobne, choć skala ich działalności jest różna.

W sytuacji trwających od lat przyspieszeń do (ciągle odkładanej) reformy Głównego Urzędu Miar (GUM), warto zapoznać się ze strukturą i funkcjonowaniem NIST oraz odnotować odmienną strukturę i funkcjonalność jego polskiego odpowiednika. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [5], {24}.

Artykuł omawia genezę, status formalny, finanse, strukturę organizacyjną, profil działalności i funkcjonowanie NIST, odnosząc się także do stosownych wyróżników Głównego Urzędu Miar, które czynią tę instytucję (urząd) zjawiskiem unikatowym w skali światowej, na tle innych Krajowych Instytutów Metrologicznych.

## **6. Metrologia we współczesnej gospodarce globalnej**

Metrologia jest horyzontalną dziedziną wiedzy, która integruje zaawansowaną naukę i gospodarkę. Wielką rolę, jaką odgrywa metrologia w przemyśle, w handlu i w innych dziedzinach odpowiedzialności państwa znajduje odzwierciedlenie w regulacjach ustawowych, które nadają metrologii uprzywilejowany (w stosunku do innych nauk) status prawny, organizacyjny i instytucjonalny. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [6], {23}.

Artykuł ten omawia historyczne źródła współczesnej metrologii, organizację i rozwój infrastruktury metrologicznej na świecie, związek metrologii naukowej, przemysłowej i prawnej z gospodarką w dobie globalizacji, a w szczególności rosnącą rolę metrologii w usuwaniu barier technicznych i administracyjnych w handlu oraz w nadzorze rynku.

W pracy tej omówiony jest też wątek kształtowania się instytucjonalnej struktury metrologii w Polsce po odzyskaniu niepodległości w 1918 r. Ówczesne uwarunkowania polityczne zdecydowały o nadaniu centralnej instytucji metrologicznej w Polsce statusu urzędu państwowego, a nie instytutu naukowego pracującego na potrzeby gospodarki kraju (w przeciwieństwie do rozwiązań stosowanych w państwach wiodących technologicznie), a po 1945 r. status ten został utrzymany, jako zgodny z ideą pełnej kontroli państwowej nad wszelkimi procesami gospodarczymi i życiem naukowym w kraju. W tym kontekście przedyskutowano kolejne nieudane próby dostosowania instytucjonalnej organizacji metrologii w Polsce do standardów obowiązujących w wysoko rozwiniętych państwach.

## **7. Projekt Avogadro jako element programu redefinicji jednostek podstawowych SI**

Wzorzec pierwotny kilograma w postaci walca platynowo-irydowego przechowywanego w sejfie w Sèvres od 1889 r. jest obecnie jedynym artefaktem definicyjnym jednostki podstawowej międzynarodowego układu jednostek miar, SI. Zmiana definicji kilograma będzie wprowadzona w życie wtedy, gdy pomiar masy będzie można wykonać metodą bezwzględna (bez porównywania mas) z niepewnością względną  $\sim 10^{-8}$ .

Od blisko pół wieku istnieją dwie koncepcje redefinicji kilograma: (1) definicja polegająca na ustaleniu liczby Avogadro (stałej Avogadro), realizowana w postaci monokryształu o znanej liczbie atomów; oraz (2) definicja polegająca na ustaleniu stałej Plancka, realizowana za pomocą wagi Watta. Obie metody są fizycznie całkowicie odmienne, ale ich wzajemna zgodność może być zweryfikowana dzięki relacji między stałą Plancka, a stałą Avogadro.

Obie te metody stawiają niezwykle wysokie wymagania technologiczne, które znacznie lepiej udało się zrealizować w postaci wagi Watta (na razie tylko w NIST). W międzyczasie okazało się, że współczesna metrologia, a w szczególności spójność pomiarów elektrycznych z jednostkami SI, wymaga redefinicji nie tylko kilograma, ale również ampera, a także kelwina i mola.

Poza nielicznymi oponentami reformy, istnieje powszechne przekonanie, wyrażone w Rezolucji 1 CGPM z 2011 r., że redefinicja kilograma będzie oparta na definicyjnym ustaleniu stałej Plancka i wykorzystaniu wagi Watta do realizacji tej jednostki. Natomiast dwie monokrystaliczne kule krzemowe wytworzone w Projekcie Avogadro (IAC), mające być (w intencji inicjatorów tego projektu) pierwotnymi realizacjami jednostki masy, będą stanowiły realizację nowej definicji mola. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [7], {25}.

W artykule o charakterze przeglądowym przedstawiam kontekst wprowadzenia pojęcia mola, jego obecną definicję, genezę projektu Avogadro, zasadę pomiaru, aspekt techniczny realizacji projektu Avogadro, jego wyniki i perspektywy. Odnosząc się do proponowanego sformułowania nowej definicji mola, zwracam uwagę na konieczność jej korekty.

## **8. Organizacja i znaczenie współczesnej metrologii**

Wkrótce po podpisaniu Konwencji Metrycznej w 1875 r., w wiodących technologicznie państwach zaczęły powstawać pierwsze Krajowe Instytuty Metrologiczne (NMI), a około ćwierć wieku temu powołano pierwsze Regionalne Organizacje Metrologiczne (RMO). Obecna szybka rozbudowa struktury metrologicznej na świecie spowodowana jest globalizacją procesów produkcyjnych i wymiany handlowej na niespotykaną dotychczas skalę. Zmienia się również misja naukowa i organizacyjna światowego centrum metrologii, jakim jest Międzynarodowe Biuro Miar w Sèvres (BIPM). Zagadnienia te są omówione w pracach [8, 9, 10], {26, 27, 28}.

W artykułach tych przedstawiony jest zarys organizacji i zadań współczesnej metrologii, jej znaczenie gospodarcze i społeczne, oraz kierunki rozwoju współpracy międzynarodowej w aspekcie naukowym, przemysłowym i handlowym, ze szczególnym uwzględnieniem polskiego NMI, czyli Głównego Urzędu Miar (GUM).

## **9. Prace Międzynarodowego Biura Miar**

Międzynarodowe Biuro Miar (BIPM) zostało powołane na mocy postanowień Konwencji Metrycznej jako instytut naukowy pełniący funkcję depozytariusza definicyjnych wzorców kilograma i metra; innym zadaniem BIPM jest prowadzenie badań związanych z jednostkami miar międzynarodowego układu metrycznego.

Od momentu redefinicji metra w 1960 r., funkcja BIPM jako depozytariusza wzorców definicyjnych zmniejszyła się o połowę, a po planowanej na najbliższe lata redefinicji kilograma – zniknie całkowicie. Natomiast wraz z rozwojem nauki i technologii rośnie znaczenie prac badawczych BIPM w zakresie nowych metod i wzorców pomiarowych oraz zwiększa się rola Biura jako światowego centrum metrologicznego, dysponującego wiedzą ekspercką i wzorcami, od których wiele krajów wywodzi spójność pomiarową w coraz większej liczbie dziedzin pomiarowych.

Każdego roku dyrektor BIPM przygotowuje szczegółowy raport z działalności Biura, a w czasopiśmie *Metrologia* (BIPM) dokonuje zwięzłego przeglądu działalności naukowej BIPM. Informacje te warto przekazać środowisku metrologów w Polsce. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracach [11, 12, 13], {30, 31, 32}.

W artykułach tych omawiam sprawy ogólne dotyczące funkcjonowania BIPM oraz tematykę prac prowadzonych przez poszczególne Wydziały (niegdyś Sekcje) Międzynarodowego Biura Miar.

## **10. Reforma międzynarodowego układu jednostek miar**

Międzynarodowy układ jednostek miar powstał na mocy Konwencji Metrycznej podpisanej w 1875 r.; dziesiętny, metryczny system jednostek miar był stopniowo rozbudowywany, a od 1960 r. nosi on nazwę *Système International d'Unités* (SI). Fizyczne przesłanki planowanej na najbliższe lata głębokiej reformy układu SI (znanej jako New SI), która przewiduje redefinicję kilograma, ampera, kelwina i mola poprzez ustalenie wartości liczbowych stałej Plancka, ładunku elementarnego, stałej Boltzmanna i liczby Avogadro oraz wady i zalety tej koncepcji omówione są w pracy [14], {33}.



## 11. Lista publikacji w dziedzinie metrologii

- **Publikacje w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF:**

- [1] W. T. Chyla, *Evolution of the international metric system of units SI*. Acta Physica Polonica A, vol. 120, str. 998-1011 (2011). {7}
- [2] W. T. Chyla, *On the proposed redefinition of the mole*. Metrologia, vol. 49, str. L11-L13 (2012). {6}
- [3] W. T. Chyla, *On the structure of the New SI definitions of base units*. Metrologia, vol. 49, str. L17-L19 (2012). {5}
- [4] W. T. Chyla, *The problem of scale in electric metrology of nanostructures in the context of the New SI redefinition of the base electric unit*. Acta Physica Polonica A, vol. 125, nr 1, str. 3-12 (2013). {2}

- **Publikacje w krajowych czasopismach punktowanych z listy MNiSW:**

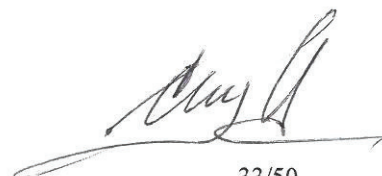
- [5] W. T. Chyla, *Geneza i współczesność NIST z odniesieniami do realiów funkcjonowania metrologii w Polsce (The origins and the present of the NIST with references to the situation of metrology in Poland)*. Nauka, vol. 2, str. 93-114 (2012). {24}  
\* Przedruk w Zarządzaniu Jakością, vol. 1/2013 (31), str. 88-102 (2013).
- [6] W. T. Chyla, *Metrologia we współczesnej gospodarce globalnej (Metrology in modern global economy)*. Nauka, vol. 4, str. 139-169 (2014). {23}
- [7] W. T. Chyla, *Projekt Avogadro (IAC) i redefinicja jednostki liczności materii (Avogadro project (IAC) and redefinition of the mole)*. Wiadomości Chemiczne, vol. 66, no. 7-8, str. 767-787 (2012). {25}
- [8] W. T. Chyla, *Geneza, organizacja i priorytety współczesnej metrologii (Origins, organization and priorities of modern metrology (Geneza, organizacja i priorytety współczesnej metrologii)*. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), dodatek specjalny Metrologia 2013, str. 30-39 (2013). {26}
- [9] W. T. Chyla, *Krajowe instytuty metrologiczne w Europie i na świecie (National metrology institutes in Europe and in the world)*. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), dodatek specjalny Metrologia 2013, str. 62-73 (2013). {27}
- [10] W. T. Chyla, *Kierunki zmian we współczesnej metrologii naukowej (Developments in the contemporary scientific metrology)*. PAR – Pomiar, Automatyka, Robotyka, vol. 10/2013, str. 144-149 (2013). {28}

- **Publikacje w niepunktowanym krajowym czasopiśmie technicznym:**

- [11] W. T. Chyla, *Omówienie sprawozdania Dyrektora Międzynarodowego Biura Miar z działalności BIPM w roku 2010 (Discussion of the 2010 BIPM director's annual report)*. Metrologia – Biuletyn Głównego Urzędu Miar, vol. 6, nr 1, marzec 2011, str. 23-38. {30}
- [12] W. T. Chyla, *Omówienie raportu Dyrektora Międzynarodowego Biura Miar z działalności BIPM w roku 2009 (Discussion of the 2009 BIPM director's annual report)*. Metrologia – Biuletyn Głównego Urzędu Miar, nr 1(16), marzec 2010, str. 19-32. {31}
- [13] W. T. Chyla, *Omówienie raportu Międzynarodowego Biura Miar za rok 2008 (Discussion of the 2008 BIPM annual report)*. Metrologia – Biuletyn Informacyjny GUM, nr 1(12), marzec 2009, str. 3-12. {32}

- **Publikacja w materiałach konferencyjnych**

- [14] W. T. Chyla, *Reforma międzynarodowego układu jednostek miar SI (Reform of the international system of units SI)*. Metrologia w systemach zarządzania – 7. Praktyczne aspekty metrologii, 23-25 września 2013 r., Kielce-Ameliówka, str. 31-42. {33}



## CZĘŚĆ IV

### NOTA O PUBLIKACJACH W INNYCH DZIEDZINACH

#### **1. Efekt elektrostatyczny w nanostrukturach warstwowych i jego manifestacja spektralna**

Zastosowanie półprzewodników w przemyśle elektronicznym rozpoczęło trwającą do dziś tendencję do miniaturyzacji elementów elektronicznych i produktów finalnych tego przemysłu. Drugi przełom w tej dziedzinie dokonał się na początku lat 1970-tych, gdy stwierdzono, że elementy elektroniczne zbudowane z makroskopowych ilości półprzewodników można zastąpić strukturami warstwowymi o grubościach rzędu kilkudziesięciu warstw atomowych (nanostruktury 2-wymiarowe). W ciągu jednego dziesięciolecia opanowano zarówno technologię hodowania cienkich warstw z dokładnością do pojedynczej warstwy atomowej, jak i metodę obliczania ich właściwości optycznych i elektrycznych.

W badaniach teoretycznych, nanostruktury modeluje się za pomocą funkcji potencjału składającej się z prostokątnych barier i dolin potencjału, których krawędzie pokrywają się z brzegami pasm przewodnictwa i pasm wzbronionych tych materiałów makroskopowych, z których zbudowane są kolejne warstwy nanostruktury. Nośniki ładunku (elektrony i dziury dodatnie) w takich układach zachowują się jak cząstki zlokalizowane w dolinach potencjału (w stanach quasi-stacjonarnych), a przemieszczają się tunelując przez bariery potencjału.

W ciągu kolejnego dziesięciolecia, technologia nanostruktur warstwowych rozwinęła się w takim stopniu, że stało się możliwe ich zastosowanie w konstrukcji urządzeń o znaczeniu komercyjnym (generatory wysokiej częstotliwości, modulatory, wzmacniacze, detektory podczerwieni, przełączniki i lasery). Jednocześnie rozpoczęto badania nad nanostrukturami, w których dwa pozostałe wymiary mają skalę atomową (1-wymiarowe druty kwantowe oraz 0-wymiarowe kropki kwantowe). Zmniejszenie każdego kolejnego wymiaru ze skali makroskopowej (np.  $10^{-3}$  m) do skali atomowej ( $10^{-9} \div 10^{-7}$  m) oznacza możliwość miniaturyzacji elementów elektronicznych o kilka rzędów wielkości (nie mówiąc już o związanej z tym redukcji kosztów). Z drugiej strony, skutki dyfuzji, defektów czy zanieczyszczeń są bardziej krytyczne w nanostrukturach niż w strukturach makroskopowych i nakładają coraz ostrzejsze wymogi technologiczne.

Z punktu widzenia zastosowań, dwie najważniejsze ogólne cechy fizyczne nanostruktur to zdolność osiągania inwersji obsadzeń stanów zlokalizowanych w cienkiej warstwie, co umożliwia generowanie akcji laserowej, oraz ujemny opór różniczkowy, który wykorzystywany jest w elektronice. Obie te cechy wynikają z kwantowania stanów energetycznych elektronów (lub dziur dodatnich) w cienkich warstwach (size-quantization).

Aby obliczyć właściwości optyczne i elektryczne nanostruktury, należy najpierw założyć kształt potencjału, który odzwierciedla jej budowę fizyczną. Zaproponowany w latach 1970-tych przez Esaki i Tsu model prostokątnych barier i dolin potencjału, których krawędzie odpowiadają brzegom pasm walencyjnego, wzbronionego i pasma przewodnictwa materiału, z którego zbudowane są kolejne warstwy nanostruktury, jest do dziś z powodzeniem stosowany do opisu struktur warstwowych. Jednak, im warstwy te są cieńsze (a taka jest właśnie współczesna tendencja), tym subtelniejsze efekty fizyczne należy uwzględnić przy konstrukcji modelu potencjału, ponieważ zaczynają one odgrywać relatywnie coraz większą rolę w obserwowanych zjawiskach. Zagadnienia te są tematem pracy [1], [12].

Przedmiotem analizy jest efekt elektrostatyczny wynikający z kwantowania stanów stacjonarnych w cienkich warstwach i będący źródłem istotnej poprawki do prostokątnego modelu potencjału Esaki i Tsu. A mianowicie, gęstość (liczba) elektronów, które mogą zmieścić się na dyskretnych poziomach energetycznych w cienkiej warstwie półprzewodnika jest mniejsza (czasem o parę rzędów wielkości) od gęstości elektronów w półprzewodniku makroskopowym (3-wymiarowym). Oznacza to, że część elektronów z cienkiej warstwy musi przemieścić się do półprzewodnika, w którym ta nanostruktura jest zanurzona. W konsekwencji, dodatni ładunek elektryczny zrębów atomowych w cienkiej warstwie nie jest zrównoważony ładunkiem ujemnym nośników i warstwa ta uzyskuje dodatni ładunek netto, który wraz z ładunkiem elektronów wyekspediowanych poza cienką warstwę, modyfikuje model potencjału prostokątnego. Poprawka elektrostatyczna wpływa zarówno na właściwości optyczne nanostruktur, jak i na rezonanse prądowe występujące po przyłożeniu zewnętrznego napięcia.

Zjawisko to zostało zbadane na przykładzie tzw. podwójnej bariery potencjału (DBQW), czyli struktury składającej się z dwu cienkich warstw o wysokiej krawędzi potencjału (podwójna bariera potencjału), między którymi znajduje się jedna cienka warstwa (studnia potencjału) tego



półprzewodnika, w którym cały ów układ jest zanurzony (struktura typu ABABA, gdzie A i B symbolizują 2 różne materiały; dla ustalenia uwagi założymy, że są to półprzewodniki typu n).

Warunkiem równowagi termodynamicznej gazu elektronowego w nanostrukturze jest to, by energia Fermiego elektronów we wszystkich warstwach była taka sama. Ponieważ istnieje jednoznaczna relacja między energią Fermiego a gęstością nośników (w danej temperaturze), w pierwszym kroku obliczona została gęstość nośników zlokalizowanych w cienkiej warstwie (w studni potencjału), w stosunku do gęstości nośników w półprzewodniku, w którym ta nanostruktura jest zatopiona. Gęstość nośników w cienkiej warstwie zależy bardzo silnie od parametrów nanostruktury (szerokości studni potencjału), gęstości nośników w półprzewodniku zewnętrznym i temperatury. Ponieważ parametry stosowane w nanostrukturach zmieniają się w bardzo szerokim zakresie, obliczenia wykonane były dla studni potencjału o szerokościach od 10 Å do 150 Å, gęstości elektronów od  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  do  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  i w temperaturach od 50 K do 300 K (obliczenia były wykonane w jeszcze szerszych granicach zmienności tych parametrów, ale w omawianej pracy zostały pominięte, ponieważ nie wносиły już nic nowego).

Następnie, z prawa Poissona oblicza się poprawkę elektrostatyczną do prostokątnego modelu potencjału. W obliczeniach brany jest pod uwagę fakt, że ładunek elektryczny cienkiej warstwy jest rozłożony niejednorodnie wzdłuż jej średnicy, ponieważ funkcje falowe dyskretnych stanów stacjonarnych implikują niejednorodny rozkład ładunku elektronów w studni potencjału (w płaszczyznach równoległych do cienkiej warstwy rozkład ładunku jest oczywiście stały). Równanie Poissona rozwiązane było dla każdej z warstw, z następującymi warunkami brzegowymi: ciągłość obliczonej poprawki elektrostatycznej na płaszczyznach rozdzielających poszczególne warstwy, nanostruktura jako całość ma być obojętna elektrycznie, a poprawka elektrostatyczna ma znikać w nieskończoności.

Znając wartość poprawki elektrostatycznej do potencjału, można zastosować rachunek zaburzeń i obliczyć, jak badany efekt wpływa na energie stanów stacjonarnych elektronów zlokalizowanych w nanostrukturach, a w konsekwencji, jak wpływa on na spektra takich struktur. Wszystkie obliczenia wykonane były numerycznie z funkcją rozkładu Fermi-Diraca, ale w celu porównania wykonane były również częściowo analitycznie w przybliżeniu niezdegenerowanego gazu elektronowego (z funkcją rozkładu Maxwella-Boltzmanna).

Obliczenia zostały wykonane i przedstawione w całym założonym zakresie parametrów. Wyniki obejmują wartość energii Fermiego, gęstość elektronów zlokalizowanych w nanostrukturze, energie stanów stacjonarnych, wartość poprawki elektrostatycznej dla poszczególnych stanów zlokalizowanych i przesunięcie linii widmowych. Wyniki zostały ujęte w formie wykresów i tabel, aby ułatwić rozpoznanie *systematycznych* zależności w funkcji zmiany poszczególnych parametrów. Cechy szczególne, widoczne na tych wykresach, dotyczą głównie stanu podstawowego i pierwszego wzbudzonego, a wynikają one z różnicy symetrii obu tych stanów (jeden jest symetryczny, a drugi antysymetryczny względem środka nanostruktury).

Wyniki numeryczne i ich fizyczna interpretacja są szczegółowo przedyskutowane w pracy oryginalnej. Generalny wniosek jest taki, że poprawka elektrostatyczna do potencjału nanostruktury jest tym istotniejsza, im warstwa jest cieńsza, a gęstość nośników materiału macierzystego większa. Zależność od temperatury jest bardziej skomplikowana, ale w ogólności, im wyższa temperatura, tym gładzsza jest zależność obliczanych wielkości od pozostałych dwu parametrów.

Poprawka elektrostatyczna do energii poziomów stacjonarnych jest znaczna (dochodzi do 300  $\text{cm}^{-1}$ , tj.  $\sim 0.03 \text{ eV}$ , czyli  $\sim 10\%$  wartości energii stanu stacjonarnego), ale ponieważ podobnym przesunięciom podlegają pary stanów, między którymi zachodzi przejście absorpcyjne (lub emisyjne), to przesunięcia linii widmowych są mniejsze i wynoszą maksymalnie parę procent energii przejścia. Tym niemniej, efekt tego rzędu jest bardzo istotny, ponieważ nanostruktury są wykorzystywane do generowania promieniowania laserowego, które ma bardzo wąskie spektrum; innymi słowy, wartość elektrostatycznego przesunięcia linii emisyjnych jest znacznie większa niż szerokość połówkowa emisji laserowej.

Skokową zmianę zakresu częstotliwości lasera działającego w oparciu o właściwości nanostruktur warstwowych można zaprojektować przez zmianę grubości warstw oraz poziomu ich domieszkowania. Wyniki tej pracy pokazują, że nawet drobne zmiany w geometrii nanostruktur (grubość warstw), domieszkowaniu i temperaturze mogą znacznie przesunąć widmo emisji laserowej. Istnienie takich zależności umożliwia strojenie częstotliwości lasera przez poddanie nanostruktur ściskaniu, naprężeniom lub zmianie temperatury. Model przedstawiony powyżej pozwala na skuteczne badanie takich efektów.

## **2. Efekt elektrostatyczny w rezonansach prądowych nanostruktur warstwowych**

Gradient potencjału przyłożony do nanostruktury warstwowej indukuje przepływ prądu elektrycznego o charakterze rezonansowym, tzn. dla pewnych napięć obserwuje się powstawanie pików prądowych, które szybko zanikają po zwiększeniu napięcia (ujemny opór różniczkowy rezonansu prądowego). Z fizycznego punktu widzenia, rezonanse prądowe powstają wówczas, gdy średnia energia elektronów (lub dziur dodatnich) tunelujących przez nanostrukturę w kierunku narzuconym przez zewnętrzne napięcie, pokrywa się z energią stanów quasi-stacjonarnych wewnątrz nanostruktury. Przewodnictwo rezonansowe ma duże znaczenie np. w konstrukcji wzmacniaczy czy przełączników.

Napięcia rezonansowe (tzn. napięcia, przy których powstają piki prądowe) zależą od energii stanów quasi-stacjonarnych w badanej nanostrukturze. A zatem, *obliczone* napięcia i prądy rezonansowe zależą bezpośrednio od modelu potencjału, który tę nanostrukturę reprezentuje. Wyniki numeryczne są niezwykle czułe na wszelkie zmiany w założonym modelu, ponieważ prawdopodobieństwo przejścia tunelowego cząstki zależy bardzo silnie (wykładniczo) od parametrów barier potencjału. Dlatego uwzględnienie efektów fizycznych wpływających na kształt potencjału nanostruktury, takich jak efekt elektrostatyczny, ma w przypadku rezonansów prądowych duże znaczenie. Zagadnienia te są tematem pracy [2], [13].

Przedmiotem analizy jest wpływ poprawki elektrostatycznej na rezonanse prądowe w nanostrukturze DBQW (studnia potencjału ograniczona barierami potencjału z obu stron). Poprawka elektrostatyczna do prostokątnego modelu potencjału, wynikająca z obniżenia gęstości nośników (elektronów) w studni potencjału (w stosunku do gęstości elektronów w obszarze zewnętrznym), została już wyprowadzona i przedyskutowana w poprzedniej pracy. Jedyną istotną różnicą polega na tym, że zewnętrzne napięcie przyłożone do takiej struktury wysysa praktycznie wszystkie nośniki ze stanów quasi-stacjonarnych w studni potencjału do obszaru zewnętrznego o niższym potencjale. Jest to fakt teoretycznie dobrze uzasadnionym tym, że napływ nośników do stanów zlokalizowanych w środkowej warstwie odbywa się wskutek tunelowania przez wyższą barierę potencjału niż ich ucieczka w dół potencjału, przez barierę obniżoną przyłożonym napięciem zewnętrznym; po drugie, elektron może być spułapkowany na poziomie quasi-stacjonarnym tylko wtedy, gdy ma energię równą energii stanu stacjonarnego (w przeciwnym wypadku pułapkowanie wymaga innych, mniej wydajnych mechanizmów z udziałem fotonów i fononów sieci), natomiast uciec jest mu łatwiej, ponieważ po drugiej stronie bariery czeka na niego kontinuum stanów dozwolonych. Wniosek jest taki, że ładunek elektryczny warstwy stanowiącej studnię potencjału jest maksymalny, niezależny od przyłożonego napięcia i rozłożony równomiernie w całej warstwie. W konsekwencji, poprawka elektrostatyczna do prostokątnego modelu potencjału nanostruktury warstwowej w obecności zewnętrznego napięcia jest w obszarze studni potencjału nieco większa niż w przypadku stacjonarnym (bez napięcia), omawianym w poprzedniej pracy i wynosi np.  $-0.035$  eV dla gęstości nośników  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  w temperaturze 300 K.

W celu zbadania wpływu poprawki elektrostatycznej na rezonanse prądowe zakładamy, że parametry nanostruktury (DBQW) są ustalone (wysokość barier potencjału, szerokość barier i studni potencjału, przenikalność dielektryczna, masa efektywna nośników) i mają typowe wartości. Zakładamy, że nanostruktura zanurzona jest w półprzewodniku o sferycznym i parabolicznym paśmie przewodnictwa. Gęstość prądu tunelowego w takiej nanostrukturze obliczana jest w funkcji przyłożonego napięcia, w szerokim zakresie gęstości elektronów (od  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  do  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) i temperatur (od 100 K do 300 K).

Kluczową wielkością przy obliczaniu prądu płynącego przez nanostrukturę jest prawdopodobieństwo przejścia tunelowego przez tę strukturę dla cząstek o określonej energii. W tym celu stosujemy klasyczne podejście Esaki i Tsu. Najpierw rozwiązujemy równanie Schrödingera z założonym modelem potencjału, gdzie cząstki padające na nanostrukturę, częściowo odbite od niej, a częściowo przepuszczone, są reprezentowane przez funkcję falową składającą się z fal płaskich. Następnie obliczamy gęstość prądu prawdopodobieństwa fali płaskiej reprezentującej cząstki przepuszczone, oraz gęstość prądu prawdopodobieństwa cząstek padających. Stosunek obu tych wielkości daje prawdopodobieństwo przejścia cząstki o danej energii przez nanostrukturę. Dla przykładu, obliczone prawdopodobieństwo przejścia nośnika (elektronu) o energii termicznej ( $E = 0.025$  eV) przez nanostrukturę o założonych parametrach, w funkcji napięcia zewnętrznego, daje trzy bardzo wysokie i ostre piki prawdopodobieństwa przejścia, odpowiadające 3 stanom quasi-stacjonarnym ułatwiającym tunelowanie w tej nanostrukturze. Piki te są zwiastunami 3 rezonansów prądowych występujących w takiej nanostrukturze.

Gęstość prądu w kierunku zgodnym z zewnętrznym napięciem otrzymujemy całkując po wszystkich nośnikach prawdopodobieństwo tunelowania nośnika o danej energii (wektorze falowym) i elementarnym ładunku elektrycznym, z prędkością nośników, gęstością stanów i funkcją rozkładu Fermi-Diraca. Ponieważ elektrony są fermionami, w funkcji podcałkowej dodajemy czynnik, który uwzględnia, że przejście tunelowe jest możliwe tylko wtedy, gdy po przeciwnej stronie stan docelowy jest wolny. Czynnik ten jest tym ważniejszy, im gęstość nośników jest większa, ponieważ wówczas obsadzenie stanów docelowych jest większe (liczba stanów wolnych maleje). Efekt ten ma większe znaczenie przy małych napięciach (czyli dla pierwszego rezonansu).

Wyrażenie na gęstość prądu w kierunku przeciwnym jest analogiczne. Prąd powrotny jest zwykle pomijany, bo na ogół jest mały, ale my go uwzględniamy, ponieważ jego rola relatywnie rośnie dla wysokich gęstości nośników i niskich napięć (jest najistotniejszy dla pierwszego rezonansu). Gęstość prądu tunelowego netto to różnica prądów w obu kierunkach.

Prąd tunelowy w funkcji napięcia przyłożonego do nanostruktury (DBQW) obliczony był numerycznie zarówno dla prostokątnego modelu potencjału, jak i z uwzględnieniem poprawki elektrostatycznej do potencjału. Obliczenia wykonano dla gęstości nośników  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  i  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  oraz temperatur 100 K, 200 K i 300 K.

W przypadku niższych gęstości nośników ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) widać trzy ostre piki rezonansowe odpowiadające trzem stanom quasi-stacjonarnym ułatwiającym tunelowanie przez nanostrukturę. Poprawka elektrostatyczna podwyższa wartość prądów rezonansowych, ponieważ obniża ona bariery potencjału i ułatwia tunelowanie. Ponieważ poprawka ta obniża energie stanów stacjonarnych, to maksima pików prądowych pojawiają się przy niższych napięciach rezonansowych. Wzrost temperatury podwyższa piki prądowe (wyższa energia termiczna nośników ułatwia tunelowanie), a jednocześnie znacznie je poszerza. W wyższej temperaturze napięcie rezonansowe jest niższe, ponieważ nośniki dysponują większą energią termiczną ułatwiającą tunelowanie. Efekt temperaturowy jest jakościowo podobny w obliczeniach z i bez poprawki elektrostatycznej, a różnice mają charakter ilościowy.

Dla większych gęstości nośników ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), poprawka elektrostatyczna wpływa podobnie na dwa wyższe rezonanse: podwyższa wartość prądu rezonansowego i obniża napięcie rezonansowe. Wzrost temperatury podwyższa i poszerza piki prądowe oraz obniża napięcie rezonansowe. Poprawka elektrostatyczna najsilniej wpływa na najniższy rezonans: zmniejsza napięcie rezonansowe pierwszego piku prądowego o połowę, a w wyższych temperaturach najniższy rezonans zaczyna zanikać.

Przy gęstościach nośników  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , poprawka elektrostatyczna całkowicie zmienia obraz prądów rezonansowych. Napięcia rezonansowe i maksima pików prądowych zmieniają się o kilkadziesiąt procent, a pierwszy pik w ogóle zanika. Zanik pierwszego rezonansu wynika stąd, że poprawka elektrostatyczna (która jest ujemna) przesunęła pierwszy stan stacjonarny poniżej dna pasma i staje się on nieużyteczny w tunelowaniu rezonansowym. W obliczeniach bez poprawki elektrostatycznej, pierwszy rezonans prądowy istnieje, ale jest niezwykle słaby i trudno zauważalny, ponieważ różnica między prądem w dół potencjału i prądem powrotnym jest dla dużych gęstości nośników i małych napięć coraz mniejsza.

Rozpatrywany przykład nanostruktury pokazuje, że poprawka elektrostatyczna bardzo znacznie wpływa na obliczone parametry rezonansów prądowych w całym zakresie gęstości nośników i temperatur, a w przypadku półprzewodników o wysokim domieszkowaniu zmiany są wręcz jakościowe, łącznie ze zniknięciem najniższego rezonansu prądowego.

### **3. Potencjał hiperboliczny w oddziaływaniach ciężkich kwarków**

Oddziaływanie silne między kwarkami można opisać za pomocą potencjału oddziaływania. Takie podejście daje szczególnie dobre wyniki (tzn. spektrum potencjału jest zgodne z masami odpowiadających im cząstek elementarnych) w przypadku kwarków ciężkich (t, b i c), dla których efekty relatywistyczne są mniej znaczące. Potencjał międzykwarkowy wprowadza się albo w formie postulatu, albo wynika on z założenia fenomenologicznego modelu oddziaływań silnych. Różnych propozycji takiego potencjału jest co najmniej kilkanaście. Zawierają one parametry dopasowania, czasem jeden, ale zwykle więcej. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [3], {14}.

Zaproponowany model oddziaływania międzykwarkowego polega na przenoszeniu oddziaływania przez gluony ubrane („dressed”) w chmurę cząstek wirtualnych, które nadają gluonom masę. Pary wirtualnych cząstek otaczających gluon wymiany są zaindukowane przez silny (kolorowy) ładunek tej cząstki. Model ten wynika stąd, że różnicę masy kwarków konstytutywnych („dressed”) w



stosunku do masy kwarków gołych („bare”) przypisuje się właśnie masywnemu polu wirtualnemu zaindukowanemu przez silny (kolorowy) ładunek kwarków.

Emisja lub absorpcja gluonu mediującego oddziaływanie międzykwarkowe musi zachodzić łącznie z jego polem wirtualnym, bo w przeciwnym wypadku proces taki odpowiadałby produkcji nowych cząstek, tzn. rozpadowi kwarkonium. A zatem pole gluonów przenoszące oddziaływania silne i utrzymujące kwarki w stanie związanym można uważać za pole rzeczywiste i masywne.

Ponieważ w reżimie nierelatywistycznym równoczesność i czasowa sekwencja zdarzeń są dobrze określone, to oddziaływanie w tym modelu jest mediowane przez 1 gluon na raz (może to być jedna składowa pola gluonów lub kombinacja liniowa wszystkich składowych tego pola). Takie podejście redukuje oddziaływanie przenoszone przez 8-składnikowe pole tensorowe gluonów do oddziaływania mediowanego przez jedno rzeczywiste, masywne pole skalarne. W efekcie Lagrangian pola ma bardzo prostą strukturę.

Równanie Eulera-Lagrange’a zastosowane do takiego Lagrangianu ma dwa liniowo niezależne rozwiązania w postaci funkcji hiperbolicznych. Liniowa kombinacja obu tych rozwiązań daje potencjał typu Yukawy, który odrzucamy, ponieważ jest on przyciągający dla dwu takich samych cząstek, a odpychający dla pary cząstka-antycząstka (nam potrzebny jest potencjał wiążący parę kwark-antykwar, który zapewnia uwięzienie kwarków w hadronach). Jedno z dwu rozwiązań równania Eulera-Lagrange’a odrzucamy, ponieważ rozwinięcie go w szereg nie zawiera członu liniowego dla małych odległości międzykwarkowych, a z praktyki wiadomo, że spektra potencjałów zawierających człon liniowy lepiej zgadzają się z masami stanów wzbudzonych kwarkonium. Za potencjał międzykwarkowy dla założonego modelu oddziaływania przyjąłem drugie rozwiązanie. Potencjał ten zapewnia uwięzienie (confinement) kwarków w hadronach i zawiera pożądaną człon liniowy, ale nie zapewnia swobody asymptotycznej kwarków.

Potencjał hiperboliczny zawiera tylko jeden parametr dopasowania, a mianowicie masę gluonu konstytutywnego ubranego w masywne pole cząstek wirtualnych. Dolna granica oszacowania tego parametru dopasowania może być wyprowadzona z faktu, że stany związane (rezonanse)  $q\bar{q}$  oraz  $\bar{q}q$  nie istnieją, a oszacowanie górnej granicy wynika z masy pola wirtualnego zaindukowanego przez ładunek silny kwarków.

#### **4. Model hoppingowy przewodnictwa elektrycznego w półprzewodnikach**

Przewodnictwo elektryczne w materiałach niekryształicznych oraz w kryształach zbudowanych z dużych molekuł organicznych (a w szczególności ze związków pierścieniowych i innych związków zawierających sprzężone wiązania podwójne ze zdelokalizowanymi elektronami) wymaga innego podejścia niż klasyczna teoria pasmowa. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [4], [15].

Obraz przewodnictwa hoppingowego, przedstawiony w tej pracy polega na przeskokach nośników prądu (elektronów lub dziur dodatnich) między stanami zlokalizowanymi na poszczególnych molekułach. W modelu tym, ruch hoppingowy elektronów polega na przenikaniu elektronów zlokalizowanych na orbitalach molekularnych przez bariery potencjału oddzielające sąsiednie cząsteczki. Znając kształt potencjału międzymolekularnego lub zakładając jego prosty model, np. w formie prostokątnej bariery potencjału, można obliczyć prawdopodobieństwo przejścia nośnika między sąsiednimi stanami zlokalizowanymi oraz efektywny czas przejścia w funkcji energii tej cząstki. Stąd otrzymujemy średnią prędkość nośnika o danej energii w nieobecności pola zewnętrznego (napięcia).

Z ruchu hoppingowego elektronów między stanami zlokalizowanymi w kryształach wynika jednostajna (średnia) prędkość przemieszczania się cząstek o danej energii, tak jakby to były cząstki swobodne. Wpływ sieci krystalicznej na ruch elektronów jest uwzględniony przez wprowadzenie pojęcia masy efektywnej elektronów (podobnie jak to się robi w teorii pasmowej półprzewodników). Znając prędkość hoppingowego przemieszczania się nośników, można obliczyć zarówno ich masę efektywną jak i gęstość stanów w funkcji wektora falowego lub energii.

Napięcie zewnętrzne przyłożone do próbki zmienia kształt bariery potencjału między stanami zlokalizowanymi, co wpływa na prawdopodobieństwo przeskoków w różnych kierunkach i zmienia efektywną prędkość przemieszczania się nośników prądu (elektronów), zależnie od kierunku ruchu. Całkując po wektorach falowych (lub energii) prędkość dryfu nośników z obliczoną wcześniej gęstością stanów i funkcją rozkładu Fermi-Dirac’a, otrzymujemy wyrażenie na gęstość prądu w takim modelu.



## **5. Jednoczesne soczewkowanie grawitacyjno-refrakcyjne**

Teorię soczewkowania grawitacyjno-refrakcyjnego omówiono już wcześniej w tym autoreferacie; efekt ten można zilustrować przykładem numerycznym. Zagadnieniem tym zajmuję się w pracy [5], {29}.

Zakładając model punktowej masy mikrosoczewkującej ze stacjonarną otoczką gazową, otrzymujemy nałożenie achromatycznego efektu grawitacyjnego oraz refrakcji chromatycznej. W tym przykładzie masa obiektu soczewkującego jest parametrem dominującym, zaś wybór parametrów opisujących refrakcję jest dość dowolny. Na razie nie ma innej możliwości niż modelowanie tego zjawiska metodą prób i błędów.

## **6. Zagadnienia z dziedziny farmacji**

Farmacja wyrosła ze sztuki medycznej i do dziś te dwie dziedziny wiedzy stanowią jedność. Zarys historyczny tego zagadnienia oraz proces zbliżania farmakologii naukowej i medycyny tradycyjnej jest przedmiotem artykułu [6], {16}.

Substancje aktywne biologicznie oraz inne materiały stosowane w farmacji i medycynie charakteryzowane są metodami fizykochemicznymi ściśle opisanymi w normach zwanych farmakopeami. Większość rozwiniętych technologicznie państw miała niegdyś swe własne farmakopee, ale wraz z postępem globalizacji farmakopee narodowe ulegają ujednoliceniu (harmonizacji); na przykład, współczesna Farmakopea Polska jest dokładnym tłumaczeniem Farmakopei Europejskiej. Szczególne miejsce wśród farmakopei o światowym zasięgu oddziaływania zajmuje amerykańska US Pharmacopeia and National Formulary; do innych farmakopei o znaczeniu międzynarodowym można zaliczyć opracowaną pod egidą Rady Europy European Pharmacopoeia, farmakopeę International Pharmacopoeia opracowaną przez Światową Organizację Zdrowia (WHO), a także British Pharmacopoeia oraz farmakopee: japońską, chińską i rosyjską, które również uznawane są i stosowane w wielu krajach świata. Zagadnieniem farmakopei współczesnych, w tym farmakopei amerykańskiej, oraz ich harmonizacji zajmuję się w pracach [7, 8], {17, 18}.

Jednym z najważniejszych pomiarów w farmacji jest ważenie. Warunki środowiskowe wpływające na dokładne ważenie w laboratoriach farmaceutycznych i parametry metrologiczne wag omawiają artykuły [9, 10], {19, 20}. Regulacje dotyczące cyfr znaczących i sposobu zaokrąglania liczb w prostych obliczeniach laboratoryjnych przedstawione są w pracy [11], {21}.

Normy międzynarodowe regulujące ważenie w systemach jakości obowiązujących w farmacji i przemyśle farmaceutycznym są tematem pracy [12], {22}.

## 7. Lista publikacji w innych dziedzinach

- **Publikacje w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF<sup>3</sup>:**

- [1] W. T. Chyla, W. D. Deering, *Expulsion of carriers from the double-barrier quantum well and investigation of its spectral consequences*. Applied Physics A, vol. 55, str. 218-225 (1992). {12}
- [2] W. T. Chyla, W. D. Deering, *Electrostatic correction to the square-potential model of nanostructures significantly affects current resonances*. Applied Physics A, vol. 58, str. 91-98 (1994). {13}
- [3] W. T. Chyla, *The hyperbolic potential of the heavy-quark interaction*. Il Nuovo Cimento A, vol. 105, str. 619-623 (1992). {14}
- [4] W. T. Chyla, *The semi-classical hopping model of the electrical conductivity of semiconductors*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 41, str. 797-799 (1980). {15}

- **Publikacja w nowym, niepuktowanym czasopiśmie międzynarodowym:**

- [5] W. T. Chyla, *Simultaneous gravitational and refractive lensing*. International Journal of Astronomy and Astrophysics, vol. 2, str. 76-80 (2012). {29}

- **Artykuły opublikowane w czasopiśmie z Listy Filadelfijskiej bez IF, punktowane wg MNiSW:**

- [6] W. T. Chyla, *Farmakologia medyczna od starożytności do współczesności (Medical pharmacology from antiquity to the present)*. Farmacja Polska, vol. 70(5), str. 258-266 (2014). {16}
- [7] W. T. Chyla, *Farmakopee współczesne i ich harmonizacja (Contemporary pharmacopeias and their harmonization)*. Farmacja Polska, vol. 70(3), str. 134-136 (2014). {17}
- [8] W. T. Chyla, *Farmakopea amerykańska – the US Pharmacopeia and National Formulary (American pharmacopeia – The US Pharmacopeia and National Formulary)*. Farmacja Polska, vol. 70(4), str. 179-182 (2014). {18}
- [9] W. T. Chyla, *Warunki środowiskowe wpływające na dokładne ważenie w laboratoriach farmaceutycznych (Environmental factors that affect accurate weighing in pharmaceutical laboratories)*. Farmacja Polska, vol. 70(8), str. 428-435 (2014). {19}
- [10] W. T. Chyla, *Parametry metrologiczne wag nieautomatycznych stosowanych w laboratoriach farmaceutycznych (Metrological parameters of non-automatic balances used in pharmaceutical laboratories)*. Farmacja Polska, vol. 70(11), str. 651-661 (2014). {20}
- [11] W. T. Chyla, *Cyfry znaczące oraz zaokrąglanie liczb według FDA (Significant figures and rounding rules according to FDA)*. Farmacja Polska, vol. 71(3), str. 194-199 (2015). {21}
- [12] W. T. Chyla, *Międzynarodowe dokumenty regulujące ważenie w farmacji i w przemyśle farmaceutycznym w kontekście systemów zarządzania jakością (International regulations concerning weighing in pharmacology and in the pharmaceutical industry in the context of quality assurance systems)*. Farmacja Polska, vol. 71(4), str. 246-255 (2015). {22}

---

<sup>3</sup> Artykuły [1] – [2] zostały opublikowane po doktoracie, ale są oparte na materiale z doktoratu. Artykuły [3] – [4] zostały opublikowane przed doktoratem, ale nie są związane z tematem doktoratu.

## CZĘŚĆ V

### ZBIORCZA LISTA ARTYKUŁÓW, REFERATÓW I PRZEKŁADÓW

#### 1. Zbiorcza lista artykułów opublikowanych w czasopismach naukowych i technicznych<sup>4</sup>

- Artykuły opublikowane w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF:

- {1} W. T. Chyla, *Refraction-dependent kinematic shift of spectral lines*. *European Physical Journal Plus*, vol. 130, artykuł 78, str. 1-6 (2015). [II-6]
- {2} W. T. Chyla, *The problem of scale in electric metrology of nanostructures in the context of the New SI redefinition of the base electric unit*. *Acta Physica Polonica A*, vol. 125, nr 1, str. 3-12 (2014). [III-4]
- {3} W. T. Chyla, *Group velocity of the electromagnetic wave packet in a relativistic dispersive medium*. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 27, str. 938-943 (2013). [II-5]
- {4} W. T. Chyla, *Refraction in a relativistic medium*. *Optik – International Journal of Light and Electron Optics*, vol. 124, str. 1477-1479 (2013). [II-4]
- {5} W. T. Chyla, *On the structure of the New SI definitions of base units*. *Metrologia*, vol. 49, str. L17-L19 (2012). [III-3]
- {6} W. T. Chyla, *On the proposed redefinition of the mole*. *Metrologia*, vol. 49, str. L11-L13 (2012). [III-2]
- {7} W. T. Chyla, *Evolution of the international metric system of units SI*. *Acta Physica Polonica A*, vol. 120, str. 998-1011 (2011). [III-1]
- {8} W. T. Chyla, *On generation of collimated high-power gamma beams*. *Laser and Particle Beams*, vol. 24, str. 143-156 (2006). [II-7]
- {9} W. T. Chyla, *I. Geometrical optics of variable frequency light rays: Theoretical basis*. *Canadian Journal of Physics*, vol. 78, str. 721-745 (2000). [II-1]
- {10} W. T. Chyla, *II. Geometrical optics of variable frequency light rays in special relativistic and nonrelativistic situations: The general law of reflection*. *Canadian Journal of Physics*, vol. 78, str. 747-754 (2000). [II-2]
- {11} W. T. Chyla, *III. Geometrical optics of variable frequency light rays in the general relativistic regime: Combined gravitational and refractive lensing*. *Canadian Journal of Physics*, vol. 78, str. 755-767 (2000). [II-3]
- {12} W. T. Chyla and W. D. Deering, *Expulsion of carriers from the double-barrier quantum well and investigation of its spectral consequences*. *Applied Physics A*, vol. 55, str. 218-225 (1992). [IV-1]
- {13} W. T. Chyla and W. D. Deering, *Electrostatic correction to the square potential model of nanostructures significantly affects current resonances*. *Applied Physics A*, vol. 58, str. 91-98 (1994). [IV-2]
- {14} W. T. Chyla, *The hyperbolic potential of the heavy quark interaction*. *Il Nuovo Cimento A*, vol. 105, str. 619-623 (1992). [IV-3]
- {15} W. T. Chyla, *The semi-classical hopping model of the electrical conductivity in semiconductors*. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 41, str. 797-799 (1980). [IV-4]

<sup>4</sup> Artykuły {1}–{11} zostały opublikowane po doktoracie i są niezwiązane z tematem doktoratu; artykuły {12}–{13} zostały opublikowane po doktoracie, ale są oparte na materiale z doktoratu; artykuły {14}–{15} zostały opublikowane przed doktoratem, ale są niezwiązane z tematem doktoratu. Symbol końcowy w nawiasie kwadratowym podaje numer części (liczba rzymska) i numer noty (liczba arabska) w tej części autoreferatu, w której omówiono dany artykuł. Publikacje wyróżnione **pogrubioną czcionką i podkreślone** należą do jednotematycznego cyklu publikacji *Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości*.



- **Artykuły opublikowane w czasopiśmie z Listy Filadelfijskiej bez IF, punktowane wg MNiSW**
  - {16} W. T. Chyla, *Farmakologia medyczna od starożytności do współczesności (Medical pharmacology from antiquity to the present)*. Farmacja Polska, vol. 70(5), str. 258-266 (2014). [IV-6]
  - {17} W. T. Chyla, *Farmakopee współczesne i ich harmonizacja (Contemporary pharmacopeias and their harmonization)*. Farmacja Polska, vol. 70(3), str. 134-136 (2014). [IV-7]
  - {18} W. T. Chyla, *Farmakopea amerykańska – the US Pharmacopeia and National Formulary (American pharmacopeia – The US Pharmacopeia and National Formulary)*. Farmacja Polska, vol. 70(4), str. 179-182 (2014). [IV-8]
  - {19} W. T. Chyla, *Warunki środowiskowe wpływające na dokładne ważenie w laboratoriach farmaceutycznych (Environmental factors that affect accurate weighing in pharmaceutical laboratories)*. Farmacja Polska, vol. 70(8), str. 428-435 (2014). [IV-9]
  - {20} W. T. Chyla, *Parametry metrologiczne wag nieautomatycznych stosowanych w laboratoriach farmaceutycznych (Metrological parameters of non-automatic balances used in pharmaceutical laboratories)*. Farmacja Polska, vol. 70(11), str. 651-661 (2014). [IV-10]
  - {21} W. T. Chyla, *Cyfry znaczące oraz zaokrąglanie liczb według FDA (Significant figures and rounding rules according to FDA)*. Farmacja Polska, vol. 71(3), str. 194-199 (2015). [IV-11]
  - {22} W. T. Chyla, *Międzynarodowe dokumenty regulujące ważenie w farmacji i w przemyśle farmaceutycznym w kontekście systemów zarządzania jakością (International regulations concerning weighing in pharmacology and in the pharmaceutical industry in the context of quality assurance systems)*. Farmacja Polska, vol. 71(4), str. 246-255 (2015). [IV-12]
- **Artykuły opublikowane w punktowanych czasopismach krajowych z listy MNiSW:**
  - {23} W. T. Chyla, *Metrologia we współczesnej gospodarce globalnej (Metrology in modern global economy)*. Nauka, vol. 4, str. 139-169 (2014). [III-6]
  - {24} W. T. Chyla, *Geneza i współczesność NIST z odniesieniami do realiów funkcjonowania metrologii w Polsce (The origins and the present of the NIST with references to the situation of metrology in Poland)*. Nauka, vol. 2, str. 93-114 (2012). [III-5]  
\* Przedruk w Zarządzaniu Jakością, vol. 1/2013 (31), str. 88-102 (2013).
  - {25} W. T. Chyla, *Projekt Avogadro (IAC) i redefinicja jednostki liczności materii (Avogadro project (IAC) and redefinition of the mole)*. Wiadomości Chemiczne, vol. 66, no. 7-8, str. 767-787 (2012). [III-7]
  - {26} W. T. Chyla, *Geneza, organizacja i priorytety współczesnej metrologii (Origins, organization and priorities of modern metrology)*. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), dodatek specjalny Metrologia 2013, str. 30-39 (2013). [III-8]
  - {27} W. T. Chyla, *Krajowe instytuty metrologiczne w Europie i na świecie (National metrology institutes in Europe and in the world)*. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), dodatek specjalny Metrologia 2013, str. 62-73 (2013). [III-9]
  - {28} W. T. Chyla, *Kierunki zmian we współczesnej metrologii naukowej (Developments in the contemporary scientific metrology)*. PAR – Pomiar, Automatyka, Robotyka, vol. 10/2013, str. 144-149 (2013). [III-10]
- **Artykuły opublikowane w innych czasopismach naukowo-technicznych oraz w materiałach konferencyjnych:**
  - {29} W. T. Chyla, *Simultaneous gravitational and refractive lensing*. International Journal of Astronomy and Astrophysics, vol. 2, str. 76-80 (2012). [IV-5]
  - {30} W. T. Chyla, *Omówienie sprawozdania Dyrektora Międzynarodowego Biura Miar z działalności BIPM w roku 2010 (Discussion of the 2010 BIPM director's annual report)*. Metrologia – Biuletyn Głównego Urzędu Miar, vol. 6, nr 1, marzec 2011, str. 23-38. [III-11]
  - {31} W. T. Chyla, *Omówienie raportu Dyrektora Międzynarodowego Biura Miar z działalności BIPM w roku 2009 (Discussion of the 2009 BIPM director's annual report)*. Metrologia – Biuletyn Głównego Urzędu Miar, nr 1(16), marzec 2010, str. 19-32. [III-12]
  - {32} W. T. Chyla, *Omówienie raportu Międzynarodowego Biura Miar za rok 2008 (Discussion of the 2008 BIPM annual report)*. Metrologia – Biuletyn Informacyjny GUM, nr 1(12), marzec 2009, str. 3-12. [III-13]
  - {33} W. T. Chyla, *Reforma międzynarodowego układu jednostek miar SI (Reform of the international system of units SI)*. Metrologia w systemach zarządzania – 7. Praktyczne aspekty metrologii, 23-25 września 2013 r., Kielce-Ameliówka, str. 31-42. [III-14]



## 2. Zbiorcza lista referatów na konferencjach i seminariach<sup>5</sup>

- {34} W. T. Chyla, W. D. Deering, *How charge accumulation in the double-barrier quantum well affects its spectral and transport properties*. 39<sup>th</sup> Annual Meeting of the American Physical Society, Texas Section, University of North Texas, Denton, TX, Nov. 1-2 1991.
- {35} W. T. Chyla, *Investigation of spectral and transport properties of the charged double-barrier quantum well*. Physics Department, University of North Texas, Nov. 14, 1991.
- {36} W. T. Chyla, *Manifestation of the generalized Berry phase in the natural shape of molecular electronic spectral lines*. Department of Physics, University of North Texas, Feb. 12, 1991.
- {37} W. T. Chyla, *Entropy and temperature of nuclear fusion*. Physics Department, University of North Texas, Sept. 28, 1989.
- {38} W. T. Chyla, *Yukawa-type potential of the heavy quark interaction*. Department of Physics, University of North Texas, March 30, 1989.
- {39} W. T. Chyla, *Electrical conductivity in quantum well systems*. Physics Department, University of North Texas, Jan. 26, 1989.
- {40} W. T. Chyla, *Supersymmetry for non-relativistic hamiltonians*. Physics Department, University of North Texas, Oct. 27, 1988.
- {41} W. T. Chyla, *The band mechanism of active transport of sodium ions across cell membranes*. Department of Physics, University of North Texas, Oct. 20, 1987.
- {42} W. T. Chyla, *Nanostruktury półprzewodnikowe (Semiconductor nanostructures)*. Środowiskowe Seminarium Dydaktyki Fizyki i Astronomii, Wojewódzki Ośrodek Metodyczny, Olsztyn, 25 X 1997.
- {43} W. T. Chyla, *Zasada najmniejszego czasu (The principle of least time)*. Seminarium Dydaktyki Fizyki, Zakład Fizyki Akademii Rolniczo-Technicznej w Olsztynie (obecnie Uniwersytet Warmińsko-Mazurski), 7 IX 1996.
- {44} W. T. Chyla, *Modelowanie potencjału nanostruktur (Modelling of nanostructure potentials)*. Wydział Fizyki, Filia Uniwersytetu Warszawskiego w Białymstoku (obecnie Uniwersytet w Białymstoku), październik 1993.
- {45} W. T. Chyla, *Weighing instruments producer's association in Poland*. 63<sup>rd</sup> GA CECIP, 3 V 2013, Rotterdam, Holandia.

## 3. Zbiorcza lista przykładów<sup>6</sup>

- {46} 1992 – 1993 Tłumacz tekstów technicznych, SCITRAN, Santa Barbara, CA.
- {47} P. Howarth, F. Redgrave, *Metrology in short*, 3rd ed. (*Metrologia w skrócie*, wyd. 3). EURAMET 2008.
- {48} M. Abraham, *Smart meters. Electricity smart metering in Canada (Inteligentne mierniki. Inteligentne pomiary energii elektrycznej w Kanadzie)*. OIML Bulletin, vol. LI, no.1, January 2010.
- {49} National Measurement Office, *A strategy for the National Measurement System 2010 – 2014 (Strategia dla Brytyjskiego Krajowego Systemu Miar na lata 2010 – 2014)*. DIUS, May 2009.
- {50} J. L. Guasch, J. L. Racine, I. Sanchez, M. Diop, *Evaluating compliance with standards: The conformity assessment framework*, chapter 4 in *Quality systems and standards for a competitive edge (Badanie zgodności z normami: Struktura systemu oceny zgodności, rozdział 4 w Systemy jakości i normy jako źródło przewagi konkurencyjnej)*. World Bank, Washington, DC, 2007.
- {51} European Association of National Metrology Institutes, *EMRP Call 2010 – Industry & Environment. Guidance for costing a JRP (Konkurs EMRP 2010 – Przemysł i środowisko. Wytyczne do kalkulacji kosztów JRP)*. EURAMET 2010.

<sup>5</sup> Konferencje i seminaria międzynarodowe {34}–{41}; krajowe {42}–{44}; inne {45}.

<sup>6</sup> Przekłady z polskiego na angielski {46}; z angielskiego na polski {47}–{61}.

- {52} European Metrology Research Program (EMRP), *A series of financial documents, JRP-Contract, JRP-Consortium Agreement and associated documents (Seria dokumentów finansowych EMRP, Kontrakt JRP, Umowa Konsorcjum JRP wraz z aneksami i dokumentami towarzyszącymi)*. EURAMET 2009.
- {53} M. Kühne, *Message of the BIPM director on the 2011 World Metrology Day and the International Year of Chemistry (Przesłanie Dyrektora BIPM z okazji Światowego Dnia Metrologii i Międzynarodowego Roku Chemii w 2011 r.)*. Metrologia – Biuletyn GUM, vol. 6, no. 2, Maj 2011, str. 4-6.
- {54} S. Patoray, *Message of the BIPM director on the 2011 World Metrology Day and the International Year of Chemistry (Przesłanie Dyrektora BIPM z okazji Światowego Dnia Metrologii i Międzynarodowego Roku Chemii w 2011 r.)*. Metrologia – Biuletyn GUM, vol. 6, no. 2, Maj 2011, str. 7-8.
- {55} BIPM & OIML, *The joint BIPM and OIML press release on the 2011 World Metrology Day. Chemical measurements for our life, our future (Wspólny komunikat prasowy BIPM i OIML z okazji Światowego Dnia Metrologii w 2011 r. Pomiarów chemicznych dla naszego życia, naszej przyszłości)*. Metrologia – Biuletyn GUM, vol. 6, no. 2, Maj 2011, str. 9-10.
- {56} J. Wallard, *Message of the BIPM director on the 2010 World Metrology Day. Measurements in science and technology – a bridge to innovation (Przesłanie Dyrektora BIPM z okazji Światowego Dnia Metrologii w 2010 r. Pomiarów w nauce i technologii mostem do innowacji)*. Metrologia – Biuletyn GUM, no. 2(17), Czerwiec 2010, str. 5-8.
- {57} J. Wallard, *Message of the BIPM director on the 2009 World Metrology Day. Measurements in commerce (Przesłanie Dyrektora BIPM z okazji Światowego Dnia Metrologii w 2009 r. Pomiarów w gospodarce – metrologia wspiera rozwój gospodarczy)*. Metrologia – Biuletyn GUM, no. 2(13), Czerwiec 2009, str. 13-16.
- {58} P. Klenovsky, *There is a niche market for high quality metrological services (Istnieje niszowy rynek usług metrologicznych wysokiej jakości)*. Wywiad z dyrektorem Czech Metrology Institute (CMI). Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), wydanie specjalne Metrologia 2013, str. 45-54 (2013).
- {59} A. Ö. Altan, *The accredited laboratories in Turkey have an increasing share of the market of routine calibrations (W Turcji laboratoria akredytowane mają coraz większy udział w zaspokajaniu popytu na rutynowe wzorcowania)*. Wywiad z przedstawicielem National Metrology Institute of Turkey (TÜBİTAK UME). Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), wydanie specjalne Metrologia 2013, str. 55-59 (2013).
- {60} R. Wynands, *We are engaged in all international metrological activities (Jesteśmy zaangażowani we wszystkie międzynarodowe przedsięwzięcia metrologiczne)*. Wywiad z przedstawicielem National Metrology Institute of Germany (PTB). Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), wydanie specjalne Metrologia 2013, str. 127-131 (2013).
- {61} T. J. Quinn, *Metrology is the heart of industry (Metrologia jest sercem przemysłu)*. Wywiad z dyrektorem emerytowanym Międzynarodowego Biura Miar (BIPM). Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), str. 6-15 (2013).

#### **4. Recenzje monografii**

- {62} T. Quinn, *From artefacts to atoms. The BIPM and the search for ultimate measurement standards (Od artefaktów do atomów. Międzynarodowe Biuro Miar i poszukiwanie ostatecznych wzorców pomiarowych)*, Oxford University Press, 2012. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), str. 116-118 (2013).
- {63} R. Nater, A. Reichmuth, R. Schwartz, M. Borys, P. Zervos, *Dictionary of weighing terms. A guide to the terminology of weighing (Słownik terminów wagarskich. Przewodnik po terminologii stosowanej w ważeniu)*, Springer, 2013. PAR – Pomiar, Automatyka, Robotyka, vol. 4/2014, str. 62 (2014).





## CZĘŚĆ VI

### KOPIE DOKUMENTÓW

#### 1. Kopie dyplomów (ad CZĘŚĆ I)

- 1992 – Dyplom doktorski (PhD), University of North Texas, USA.  
1994 – Nostryfikacja dyplomu doktorskiego, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski.
- 1990 – 1993 US Particle Accelerator School, świadectwa ukończenia
  - \* 1993 Harvard University, Cambridge, USA.
  - \* 1992 Stanford University, Stanford, USA.
  - \* 1991 University of Illinois, Urbana-Champaign, USA.
  - \* 1990 Harvard University, Cambridge, USA.
- 1987 – Dyplom Master of Arts in Physics, University of Southern California, Los Angeles, USA.
- 1974 – Dyplom magistra chemii, Wydział Chemii, Uniwersytet Warszawski.



## 2. Kopie publikacji (ad CZĘŚCI II, III, IV)

### 2.1. Kopie artykułów należących do jednotematycznego cyklu publikacji (ad CZĘŚĆ II).

- Artykuły w zakresie *Promieniowanie elektromagnetyczne o zmiennej częstotliwości* opublikowane w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF:

- [1] W. T. Chyla, *I. Geometrical optics of variable frequency light rays: Theoretical basis*. Canadian Journal of Physics, vol. 78, str. 721-745 (2000). {9}
- [2] W. T. Chyla, *II. Geometrical optics of variable frequency light rays in special relativistic and nonrelativistic situations: The general law of reflection*. Canadian Journal of Physics, vol.78, str. 747-754 (2000). {10}
- [3] W. T. Chyla, *III. Geometrical optics of variable frequency light rays in the general relativistic regime: Combined gravitational and refractive lensing*. Canadian Journal of Physics, vol. 78, str. 755-767 (2000). {11}
- [4] W. T. Chyla, *Refraction in a relativistic medium*. Optik – International Journal of Light and Electron Optics, vol. 124, str. 1477-1479 (2013). {4}
- [5] W. T. Chyla, *Group velocity of the electromagnetic wave packet in a relativistic dispersive medium*. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 27, str. 938-943 (2013). {3}
- [6] W. T. Chyla, *Refraction-dependent kinematic shift of spectral lines*. European Physical Journal Plus, vol. 130, artykuł 78, str. 1-6 (2015). {1}
- [7] W. T. Chyla, *On generation of collimated high-power gamma beams*. Laser and Particle Beams, vol. 24, str. 143-156 (2006). {8}





## 2.2. Kopie artykułów w dziedzinie metrologii (ad CZĘŚĆ III).

### • Publikacje w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF:

- [1] W. T. Chyla, *Evolution of the international metric system of units SI*. Acta Physica Polonica A, vol. 120, str. 998-1011 (2011). {7}
- [2] W. T. Chyla, *On the proposed redefinition of the mole*. Metrologia, vol. 49, str. L11-L13 (2012). {6}
- [3] W. T. Chyla, *On the structure of the New SI definitions of base units*. Metrologia, vol. 49, str. L17-L19 (2012). {5}
- [4] W. T. Chyla, *The problem of scale in electric metrology of nanostructures in the context of the New SI redefinition of the base electric unit*. Acta Physica Polonica A, vol. 125, nr 1, str. 3-12 (2013). {2}

### • Publikacje w krajowych czasopismach punktowanych z listy MNiSW:

- [5] W. T. Chyla, *Geneza i współczesność NIST z odniesieniami do realiów funkcjonowania metrologii w Polsce (The origins and the present of the NIST with references to the situation of metrology in Poland)*. Nauka, vol. 2, str. 93-114 (2012). {24}  
\* Przedruk w Zarządzaniu Jakością, vol. 1/2013 (31), str. 88-102 (2013).
- [6] W. T. Chyla, *Metrologia we współczesnej gospodarce globalnej (Metrology in modern global economy)*. Nauka, vol. 4, str. 139-169 (2014). {23}
- [7] W. T. Chyla, *Projekt Avogadro (IAC) i redefinicja jednostki liczności materii (Avogadro project (IAC) and redefinition of the mole)*. Wiadomości Chemiczne, vol. 66, no. 7-8, str. 767-787 (2012). {25}
- [8] W. T. Chyla, *Geneza, organizacja i priorytety współczesnej metrologii (Origins, organization and priorities of modern metrology (Geneza, organizacja i priorytety współczesnej metrologii)*. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), dodatek specjalny Metrologia 2013, str. 30-39 (2013). {26}
- [9] W. T. Chyla, *Krajowe instytuty metrologiczne w Europie i na świecie (National metrology institutes in Europe and in the world)*. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), dodatek specjalny Metrologia 2013, str. 62-73 (2013). {27}
- [10] W. T. Chyla, *Kierunki zmian we współczesnej metrologii naukowej (Developments in the contemporary scientific metrology)*. PAR – Pomiary, Automatyka, Robotyka, vol. 10/2013, str. 144-149 (2013). {28}

### • Publikacje w niepunktowanym krajowym czasopiśmie technicznym:

- [11] W. T. Chyla, *Omówienie sprawozdania Dyrektora Międzynarodowego Biura Miar z działalności BIPM w roku 2010 (Discussion of the 2010 BIPM director's annual report)*. Metrologia – Biuletyn Głównego Urzędu Miar, vol. 6, nr 1, marzec 2011, str. 23-38. {30}
- [12] W. T. Chyla, *Omówienie raportu Dyrektora Międzynarodowego Biura Miar z działalności BIPM w roku 2009 (Discussion of the 2009 BIPM director's annual report)*. Metrologia – Biuletyn Głównego Urzędu Miar, nr 1(16), marzec 2010, str. 19-32. {31}
- [13] W. T. Chyla, *Omówienie raportu Międzynarodowego Biura Miar za rok 2008 (Discussion of the 2008 BIPM annual report)*. Metrologia – Biuletyn Informacyjny GUM, nr 1(12), marzec 2009, str. 3-12. {32}

### • Publikacja w materiałach konferencyjnych

- [14] W. T. Chyla, *Reforma międzynarodowego układu jednostek miar SI (Reform of the international system of units SI)*. Metrologia w systemach zarządzania – 7. Praktyczne aspekty metrologii, 23-25 września 2013 r., Kielce-Ameliówka, str. 31-42. {33}



### 2.3. Kopie artykułów w innych dziedzinach (ad CZĘŚĆ IV).

- **Publikacje w czasopismach z Listy Filadelfijskiej z IF<sup>1</sup>:**

- [1] W. T. Chyla, W. D. Deering, *Expulsion of carriers from the double-barrier quantum well and investigation of its spectral consequences*. Applied Physics A, vol. 55, str. 218-225 (1992). {12}
- [2] W. T. Chyla, W. D. Deering, *Electrostatic correction to the square-potential model of nanostructures significantly affects current resonances*. Applied Physics A, vol. 58, str. 91-98 (1994). {13}
- [3] W. T. Chyla, *The hyperbolic potential of the heavy-quark interaction*. Il Nuovo Cimento A, vol. 105, str. 619-623 (1992). {14}
- [4] W. T. Chyla, *The semi-classical hopping model of the electrical conductivity of semiconductors*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 41, str. 797-799 (1980). {15}

- **Publikacja w nowym, niepuktowanym czasopiśmie międzynarodowym:**

- [5] W. T. Chyla, *Simultaneous gravitational and refractive lensing*. International Journal of Astronomy and Astrophysics, vol. 2, str. 76-80 (2012). {29}

- **Artykuły opublikowane w czasopiśmie z Listy Filadelfijskiej bez IF, punktowane wg MNiSW:**

- [6] W. T. Chyla, *Farmakologia medyczna od starożytności do współczesności (Medical pharmacology from antiquity to the present)*. Farmacja Polska, vol. 70(5), str. 258-266 (2014). {16}
- [7] W. T. Chyla, *Farmakopee współczesne i ich harmonizacja (Contemporary pharmacopeias and their harmonization)*. Farmacja Polska, vol. 70(3), str. 134-136 (2014). {17}
- [8] W. T. Chyla, *Farmakopea amerykańska – the US Pharmacopeia and National Formulary (American pharmacopeia – The US Pharmacopeia and National Formulary)*. Farmacja Polska, vol. 70(4), str. 179-182 (2014). {18}
- [9] W. T. Chyla, *Warunki środowiskowe wpływające na dokładne ważenie w laboratoriach farmaceutycznych (Environmental factors that affect accurate weighing in pharmaceutical laboratories)*. Farmacja Polska, vol. 70(8), str. 428-435 (2014). {19}
- [10] W. T. Chyla, *Parametry metrologiczne wag nieautomatycznych stosowanych w laboratoriach farmaceutycznych (Metrological parameters of non-automatic balances used in pharmaceutical laboratories)*. Farmacja Polska, vol. 70(11), str. 651-661 (2014). {20}
- [11] W. T. Chyla, *Cyfry znaczące oraz zaokrąglanie liczb według FDA (Significant figures and rounding rules according to FDA)*. Farmacja Polska, vol. 71(3), str. 194-199 (2015). {21}
- [12] W. T. Chyla, *Międzynarodowe dokumenty regulujące ważenie w farmacji i w przemyśle farmaceutycznym w kontekście systemów zarządzania jakością (International regulations concerning weighing in pharmacology and in the pharmaceutical industry in the context of quality assurance systems)*. Farmacja Polska, vol. 71(4), str. 246-255 (2015). {22}



<sup>1</sup> Artykuły [1] – [2] zostały opublikowane po doktoracie, ale są oparte na materiale z doktoratu. Artykuły [3] – [4] zostały opublikowane przed doktoratem, ale nie są związane z tematem doktoratu.

#### 2.4. Kopie recenzji monografii.

- {62} T. Quinn, *From artefacts to atoms. The BIPM and the search for ultimate measurement standards (Od artefaktów do atomów. Międzynarodowe Biuro Miar i poszukiwanie ostatecznych wzorców pomiarowych)*, Oxford University Press, 2012. Zarządzanie Jakością, vol. 1/2013 (31), str. 116-118 (2013).
- {63} R. Nater, A. Reichmuth, R. Schwartz, M. Borys, P. Zervos, *Dictionary of weighing terms. A guide to the terminology of weighing (Słownik terminów wagarskich. Przewodnik po terminologii stosowanej w ważeniu)*, Springer, 2013. PAR – Pomiar, Automatyka, Robotyka, vol. 4/2014, str. 62 (2014).





**KONIEC**  
**AUTOREFEREATU HABILITACYJNEGO**

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'W. Chyla', with a long horizontal flourish extending to the right.