

# SPG MITTEILUNGEN

# COMMUNICATIONS DE LA SSP

**Joint Annual Meeting of the  
SWISS PHYSICAL SOCIETY  
AUSTRIAN PHYSICAL SOCIETY**  
in cooperation with  
**CHIPP AND SWISS SOCIETY FOR ASTROPHYSICS AND ASTRONOMY**

**21 - 25 August 2017, CERN and CICG, Genève**

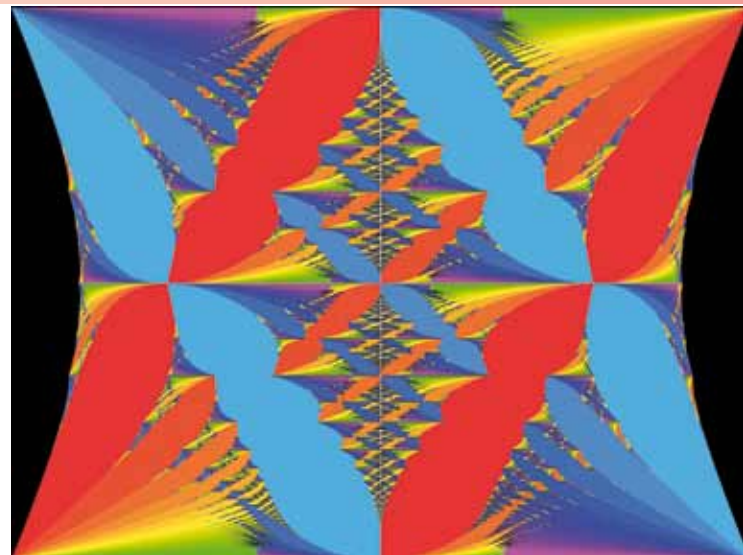
Photo: © Genève Tourisme

**Call for Abstracts: Submission Deadline 30 April 2017**

*More information on page 4.*



*Part of the SwissFEL accelerator complex: accelerating structures for ARAMIS (right) and extraction towards ATHOS (left). More on p. 7.*



*The Nobel Prize in Physics 2016, see p. 20. Figure caption in [26].*

# Inhalt - Contenu - Contents

Editorial	3
Joint Annual Meeting 2017 in Genève	4
Progress in Physics (58): The SwissFEL X-ray Laser	7
Physik und Gesellschaft: Kern- und erneuerbare Energien	10
Plenary Talks	11
Information from the European Physical Society (EPS)	17
Small machines with great potential: The Chemistry Nobel Prize 2016	18
The Nobel Prize in Physics 2016	20
Kurzmitteilung der SATW	25
History of Physics (17): Einstein in 1916: "On the Quantum Theory of Radiation"	26
Physicists in Industry (3): Physics Career between curiosity driven research and leading edge applications	28
Physik Anekdoten (20): Leonardo daVinci und die Uhren	30
„Intelligente“ Bildsensoren	34
Musée de la Physique de Lausanne	40
Bücherecke - Le coin aux livres	43
Rückblick auf das Mini Symposium "Gravitationswellen"	44
„Physik anschaulich und interessant machen“	46
Une visite à la Villa «Le Lac» Le Corbusier	47

## Vorstandsmitglieder der SPG - Membres du Comité de la SSP

### Präsident - Président

Prof. Minh Quang Tran, EPFL, [minhquang.tran@epfl.ch](mailto:minhquang.tran@epfl.ch)

### Vize-Präsident - Vice-Président

Dr. Hans Peter Beck, Uni Bern, [hans.peter.beck@cern.ch](mailto:hans.peter.beck@cern.ch)

### Sekretär - Secrétaire

Dr. MER Antoine Pochelon, [antoine.pochelon@epfl.ch](mailto:antoine.pochelon@epfl.ch)

### Kassier - Trésorier

Dr. Pascal Ruffieux, EMPA, [pascal.ruffieux@empa.ch](mailto:pascal.ruffieux@empa.ch)

### Kondensierte Materie - Matière Condensée (KOND)

Prof. Laura Heyderman, PSI & ETHZ, [laura.heyderman@psi.ch](mailto:laura.heyderman@psi.ch)  
Prof. Patrycja Paruch, Uni Genève, [Patrycja.Paruch@unige.ch](mailto:Patrycja.Paruch@unige.ch)

### Angewandte Physik - Physique Appliquée (ANDO)

Dr. Stephan Brunner, EPFL, [stephan.brunner@epfl.ch](mailto:stephan.brunner@epfl.ch)

### Astrophysik, Kern- und Teilchenphysik -

### Astrophysique, physique nucléaire et corp. (TASK)

Dr. Andreas Schopper, CERN, [Andreas.Schopper@cern.ch](mailto:Andreas.Schopper@cern.ch)

### Theoretische Physik - Physique Théorique (THEO)

Prof. Gian Michele Graf, ETH Zürich, [gmggraf@phys.ethz.ch](mailto:gmggraf@phys.ethz.ch)

### Physik in der Industrie - Physique dans l'industrie

Dr. Patrick Ruch IBM Rüschlikon, [ruc@zurich.ibm.com](mailto:ruc@zurich.ibm.com)  
Dr. Thomas Brunschweiler, IBM Rüschlikon, [tbr@zurich.ibm.com](mailto:tbr@zurich.ibm.com)

### Atomphysik und Quantenoptik -

### Physique Atomique et Optique Quantique

Prof. Philipp Treutlein, Uni Basel, [philipp.treutlein@unibas.ch](mailto:philipp.treutlein@unibas.ch)

### Physikausbildung und -förderung -

### Education et encouragement à la physique

Dr. Céline Lichtensteiger, Uni Genève, [celine.lichtensteiger@unige.ch](mailto:celine.lichtensteiger@unige.ch)  
Dr. Hans Peter Beck, Uni Bern, [hans.peter.beck@cern.ch](mailto:hans.peter.beck@cern.ch)

### Geschichte der Physik - Histoire de la Physique

Prof. Jan Lacki, Uni Genève, [jan.lacki@unige.ch](mailto:jan.lacki@unige.ch)

### Physik der Erde, Atmosphäre und Umwelt -

### Physique du globe et de l'environnement

Dr. Stéphane Goyette, Uni Genève, [stephane.goyette@unige.ch](mailto:stephane.goyette@unige.ch)

### Biophysik, Weiche Materie und Medizinische Physik -

### Biophysique, Matière molle et Physique médicale

Prof. Giovanni Dietler, EPFL, [giovanni.dietler@epfl.ch](mailto:giovanni.dietler@epfl.ch)

## SPG Administration - Administration de la SSP

### Allgemeines Sekretariat - Secrétariat générale

(Mitgliederverwaltung, Webseite, Druck, Versand, Redaktion Bulletin & SPG Mitteilungen) -  
(Service des membres, internet, impression, envoi, rédaction Bulletin & Communications de la SSP)

S. Albietz, SPG Sekretariat, Département Physik,  
Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel  
Tel. 061 / 207 36 86, Fax 061 / 207 37 84, [sps@unibas.ch](mailto:sps@unibas.ch)

### Buchhaltung - Service de la comptabilité

F. Erkadoo, [francois.erkadoo@unibas.ch](mailto:francois.erkadoo@unibas.ch)

### Protokollführerin - Greffière

Edith Grüter, [edith.grueter@epfl.ch](mailto:edith.grueter@epfl.ch)

### Wissenschaftlicher Redakteur - Rédacteur scientifique

Dr. Bernhard Braunecker, Braunecker Engineering GmbH,  
[braunecker@bluewin.ch](mailto:braunecker@bluewin.ch)

## Impressum:

Die SPG Mitteilungen erscheinen ca. 2-4 mal jährlich und werden an alle Mitglieder abgegeben.

### Abonnement für Nichtmitglieder:

CHF 20.- pro Jahrgang (Inland; Ausland auf Anfrage), incl. Lieferung der Hefte sofort nach Erscheinen frei Haus. Bestellungen bzw. Kündigungen jeweils zum Jahresende senden Sie bitte formlos an folgende Adresse:

### Verlag und Redaktion:

Schweizerische Physikalische Gesellschaft, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel, [sps@unibas.ch](mailto:sps@unibas.ch), [www.sps.ch](http://www.sps.ch)

Redaktionelle Beiträge und Inserate sind willkommen, bitte wenden Sie sich an die obige Adresse.  
Namentlich gekennzeichnete Beiträge geben grundsätzlich die Meinungen der betreffenden Autoren wieder. Die SPG übernimmt hierfür keine Verantwortung.

### Druck:

Werner Druck & Medien AG, Kanonengasse 32, 4001 Basel

sc | nat 

Member of  
the Swiss Academy of Sciences



SATW

Schweizerische Akademie der Technischen Wissenschaften  
Académie suisse des sciences techniques  
Accademia svizzera delle scienze tecniche  
Swiss Academy of Engineering Sciences

# Editorial

## We Scientists Shape Science

*Friedrich-Karl Thielemann,*

*Prof. em. at the University of Basel and president of the SCNAT Platform Mathematics, Astronomy, Physics*

Early in my career I listened to a speech of my then Director, Prof. Rudolf Kippenhahn, during the inauguration of the new building of the Max-Planck Institute for Astrophysics in Garching. Before that time (in 1978) Astrophysics was housed jointly with Particle Physics in Munich (where I also encountered Felicitas Pauss for the first time). In his speech Rudolf Kippenhahn said an important sentence, which I remembered for my whole career: "We scientists have a great advantage with respect to the rest of the workforce, our profession and our hobby coincide". And I assume this gives us the motivation to put in the many working hours, as a basis for all the successes to achieve. In fact, we identify strongly with our research, and once we earn a faculty position we act like small company owners, are proud of our "products" obtained, advertise them at international conferences, and have research groups largely paid by grants, which have to be earned in intense competition worldwide.

I learned the latter aspect pretty early during my PhD student days. We had some impressive results, I was very proud about them and had not seen, yet, anything similar in the literature. But then came two preprints (the archive of those days) from the University of California Santa Cruz and the Universities of Chicago and Oklahoma, finding very similar things. This started hectic weeks to get our results out and published as fast as possible, feeling a little bit like in a rat race, despite all the joy which had accompanied the work and results. Nevertheless, the experience was positive, with all three American scientists I have enjoyed a personal friendship ever since, ranging from friendly competition to active collaborations. This is probably another asset our job brings with it, developing collaborations and friendships across the world, and working at many places during the entire career, including the option of sabbaticals. I personally enjoyed throughout my scientific life Darmstadt, Munich, Chicago, Pasadena, Heidelberg, Urbana-Champaign, Cambridge/Boston, Tokyo, Aspen, Santa Barbara, Seattle, Trento, Moscow, Odessa, and Shanghai, with the base for the last close to 23 years being Basel.

But having said all the positive things, there are a number of issues which put severe boundary conditions and can make scientific life also exhausting or even cumbersome. With science having become bigger and faster, many aspects outside the active scientific research seem sometime to take over. How can we prevent that administration and report writing actually become a hindrance for scientific success? How can we keep science creative, solid, open, help-

ful for society and a good career opportunity for the talented youth, while avoiding career failures at advanced stages in life? Can we personally influence the way science is conducted for the best of science and the lives of the scientists involved, including dual career options and part-time employments with real chances to come back e.g. after maternity leaves?

The SCNAT, in collaboration with the Swiss Science and Innovation Council (represented by the presidents Marcel Tanner and Gerd Folkers, respectively) and help by Katharina Fromm (SNSF Research Council) and others, organized a congress on 26/27 January 2017 in Bern «**We Scientists Shape Science**» with about 230 participants from across Switzerland - scientists at all levels, but especially aimed at early career scientists – and addressed many pressing questions in a number of parallel and joint workshops with the titles - Time for research, Space for Creativity, Scientific Career, Scientific Practice, Open Science, Science in Society -, conducted with workshop leaders across the sciences and extending beyond natural science boundaries.

The congress has just finished when these lines are written and not all results have been formulated, yet, in a written form. But the discussion in all workshops has been lively and constructive, and it is the clear aim of SCNAT to come forward with realistic, practicable, and effective suggestions. They should help to improve the boundary conditions in which science works today, in order to maximize the time we have for research, make space for creative approaches, provide the optimal environments to pursue a successful career, keep high standards on scientific practice, and open scientific results to the general public, i.e. the taxpayers who support it. Daniel Wyler (U. Zurich), Eva Spehn (SCNAT), and myself were in charge of the workshop on open science, which dealt with open access (including alternative ways of publishing), metrics utilized to measure scientific impact, open data (including required infrastructure help in areas where this is not yet practiced), as well as extensions to open methodology and source.

You should be able to follow all of this on the SCNAT website, <http://www.naturwissenschaften.ch/wescientists> and are invited to contribute with further input. We, as the scientific community, have to keep science creative, healthy, ethical, efficient, open for many career paths and keep close contact with the society, who makes it possible.

**we scientists**  
shape science

# Joint Annual Meeting in Genève, 21 - 25 August 2017

The next annual meeting, hosted by CERN, will take place from 21 - 25 August 2017 in Genève at two different locations. Starting at CERN on 21<sup>st</sup> with internal meetings of some of the participating societies, the 22<sup>nd</sup> will be dedicated to plenary and invited talks and more (see below). We will then move to the *Centre International de Conférences de Genève* (CICG) on 23 - 25 August where further plenary talks and all topical sessions will take place.

The meeting is organised - as every two years - as a joint meeting with the *Austrian Physical Society* ÖPG and the *Swiss Society for Astrophysics and Astronomy* SSAA. The *Swiss Institute of Particle Physics* (CHIPP) will participate additionally to their usual 2-year rhythm. We also welcome for the first time the NCCR MARVEL (*Computational Design and Discovery of Novel Materials*). They all together guarantee an exciting conference covering physics at its best. Many thanks go to CERN for their generous help and support with the organisation.

## Scientific Program

### Plenary Session

Eleven plenary talks will be addressing latest advancements in different research fields:

- **Willy Benz**, Uni Bern:  
*The CHEOPS mission: Goals and challenges*
- **Mirko Cinchetti**, TU Dortmund:  
*Molecular spintronics: towards the active control of nano-scale hybrid units*
- **Cornelia Denz**, Westf. Wilhelms-Univ. Münster:  
*Biophotonic micromanipulation of cells – empowering biomedicine by the force of light.*
- **Philippe Jetzer**, Uni Zürich:  
*Gravitational waves: a new window to explore the Universe*
- **Manfred Krammer**, CERN:  
*The Experimental Physics Program of CERN*
- **Claudio Lenz Cesar**, UFRJ & CERN:  
*Spectroscopy of trapped antihydrogen atoms*
- **Iain A. Neil**, ScotOptix, Canobbio (TI):  
*Technology dependance of reflective optical systems for EUV and astronomical applications*
- **Tracy Northup**, Uni Innsbruck:  
*Trapped-ion interfaces for quantum networks*
- **Leonid Rivkin**, EPFL & PSI Villigen:  
*Accelerators: multifaceted instruments for science and industry*
- **Richard Warburton**, Uni Basel:  
*Quantum photonics with solid-state emitters*
- **Christof Wöll**, Karlsruher Inst. für Technologie (KIT):  
*Liquid Phase Epitaxy of Molecular Frameworks on Solid Substrates: A New Class of Designer Solids?*

Furthermore an evening lecture is scheduled at CERN on Tuesday and a public lecture at CICG on Thursday evening:

- **NN**  
*To be confirmed*
- **Thierry Courvoisier**, Uni Genève:  
*Le chercheur et la société*

### Topical Sessions

The following parallel sessions will be held in the afternoons:

- Applied Physics and Plasma Physics
- Astronomy and Astrophysics \*\*
- Atomic Physics and Quantum Photonics
- Biophysics, Medical Physics and Soft Matter
- Condensed Matter Physics (incl. NESY)
- Correlated-Electron Physics in Transition-Metal Oxides \*
- Earth, Atmosphere and Environmental Physics
- Emergent phenomena in novel low-dimensional materials \*
- History of Physics
- Magnetism and Spintronics at the Nanoscale
- Nuclear, Particle- & Astrophysics
- Physics in Startups
- Scientific Opportunities with SwissFEL
- Surfaces, Interfaces and Thin Films
- Theoretical Physics

\* organised by NCCR MARVEL, \*\* organised by SSAA

Dependent on the number and contents of the contributed papers, each topical session will be split into special thematic sub-sessions.

### Poster Session

The poster session will be scheduled on 2 days, starting on the 23 August in the frame of a lunch buffet, and being continued with an apéro in the evening of 24 August.

It is expected that all posters are put up and being presented on both session days.

The three most outstanding posters will be awarded with a "Best Poster Prize", sponsored by the EPL journal. Additionally to the above requirement, the first author of the poster must be personally present at the conference in order to qualify for the selection.

The maximum poster size is A0 (portrait).

## Vendors Exhibition

A vendors exhibition will be organized in parallel to the sessions. An invitation letter will be mailed within the next weeks to interested companies. If your company would like to join the exhibition, but did not receive the letter, please contact: [sps@unibas.ch](mailto:sps@unibas.ch)

## Award Ceremony

As every year outstanding scientific works will be honoured with the SPS awards, in the respective fields of General Physics (sponsored by ABB Research Center), Condensed Matter Physics (sponsored by IBM Zürich Research Laboratory), Applied Physics (sponsored by OC Oerlikon), Metrology (sponsored by METAS) and Computational Physics (sponsored by COMSOL). Each award is granted with CHF 5000.-.

The winner of the newly introduced *Charpak-Ritz Award* sponsored by the *Société Française de Physique* (SFP) and the SPS will be honored, too.

ÖPG and CHIPP will also award their respective winners.

The award ceremony will be held on 22 August in the afternoon.

## General Assembly

The general assembly is scheduled for 22 August 2017. The agenda will be published in the next issue of the SPS Communications. We encourage all members to actively participate and contact the committee if special points of interest should be discussed at the assembly.

## Lab Visits

On 21 and 22 August CERN will offer a few guided lab visits. You can register for these visits using the regular registration process on our website.

**Important:** Since the number of participants is limited, the rule "first come first serve" will be applied.

## Conference Dinner

A conference dinner is scheduled for the evening of 23 August. Information on the location, price and more details will be available on our web site soon.

## Hotel Reservations

We have reserved a contingent of rooms for our participants in various hotels. Also, the "Cité Universitaire de Genève" offers rooms at a very special rate for participants with a low travel budget. Detailed information, as well as the various booking options, will be available directly on the conference registration website.

## Abstract Submission: Deadline 30 April 2017

You can submit abstracts to all topical sessions. The choice between an oral or a poster presentation of your contribution is possible. Due to the limited number of time slots the session organizers might however be forced to change oral presentations into posters. If possible, please mark both options in your submission, indicating that you are flexible regarding the presentation mode. Abstracts shall not be longer than ca. 100 words, pictures are not allowed.

The submission of abstracts must be done online. Visit our webpage [www.sps.ch](http://www.sps.ch) and follow the link to the submission form. Further explanations are available there. The web-interface will be activated around end of March.

The conference program will be available in June 2017 on [www.sps.ch](http://www.sps.ch). Please check the web regularly for further information and updates.

## Conference Fees, Registration and Payment

The conference fees cover the participation to all sessions, including coffee breaks (all days), lunch buffet (Wednesday) and poster-apéro (Thursday).

The conference dinner on Wednesday evening will be charged separately.

### Pay your conference fee in time and save money !

The regular fees, as shown in the table below, hold for payments reaching us before 1 August, 2017.

Category:	CHF
Members of SPS, CHIPP, SGAA, ÖPG, ÖGAA	140.-
Ph.D. Students who are members (*)	100.-
Ph.D. Students who are not members (*)	140.-
Students before Master/Diploma degree (*)	80.-
Plenary speakers, invited speakers, awardees	0.-
Other persons	180.-
Conference Dinner	TBC

(\*) Students licence required

For payments done later than 1 August a surcharge of CHF 20.- will be added. This applies also for participants paying cash at the conference.

**Attention:** Fees are not refundable in case of cancellation. Payment information is available directly during the registration process. Please make sure that your name and the purpose of the payment are indicated.

## Registration Deadline: 1 August 2017

### Special offer for non-members:

Do you plan to participate in our meeting and want to become a member of SPS ? Then take advantage of our special offer of CHF 190.- covering the conference fees and the membership for 2017. (CHF 210.- after 1 August) !

Just fill out the online-registration form, choose the option "Special offer", then download, print, fill and sign the admission form for new members, and return it as soon as possible to the SPS Secretariat.

The membership admission form is available on [www.sps.ch/fileadmin/doc/Formulare/anmeldeformular\\_d-f-e.pdf](http://www.sps.ch/fileadmin/doc/Formulare/anmeldeformular_d-f-e.pdf).

(This offer does not apply for students and Ph.D. students. They still profit from the free first-year-membership and have only to pay the conference fee shown above.)

## Additional information for selected sessions

### Physics in Startups

The section "Physics in Industry" will present a session centered on startup companies who are entering the market with new products or services which rely on physics-based phenomena. Invited speakers with physics and engineering backgrounds will describe the physics behind their products and give a first-hand account of their experience in recognizing the commercial viability of their idea and developing it to market maturity. Different sectors will be covered, such as new manufacturing approaches, advanced sensors, as well as energy and space applications.

If you are part of a startup with a physics background and would also like to present your work in the context of this session, please submit your request to the organisers including a short description of your proposed talk before the abstract submission deadline.

Contact: Patrick Ruch ([ruc@zurich.ibm.com](mailto:ruc@zurich.ibm.com)), Thomas Brunschweiler ([tbr@zurich.ibm.com](mailto:tbr@zurich.ibm.com))

### Astronomy and Astrophysics

This session organised by the *Swiss Society for Astrophysics and Astronomy* is entitled "Interacting stars: from the origin of massive black holes to star-planet interactions." Contributed submissions related to this topic are welcome.

Contact: Georges Meynet ([Georges.Meynet@unige.ch](mailto:Georges.Meynet@unige.ch))

### Condensed Matter (KOND)

The condensed matter section of the Swiss Physical Society encourages submission of abstracts to all related focussed sessions (see below). Further topics in Condensed Matter Physics e.g. magnetism, superconductivity, semiconductors, among others will be covered by the regular KOND program.

Contact: Laura J. Heyderman ([laura.heyderman@psi.ch](mailto:laura.heyderman@psi.ch)), Patrycja Paruch ([patrycja.paruch@unige.ch](mailto:patrycja.paruch@unige.ch))

### Magnetism and Spintronics at the Nanoscale

With this focus session we would like to highlight recent advances in the fabrication, measurement and control of novel functionalities in spintronic and nanomagnetic systems. We aim to bring together experimentalists and theoreticians from Switzerland, Austria, and the neighbouring countries exploring magnetic properties in thin films, interfaces, and nanostructures. Hans Hug (EMPA Dübendorf, Nanoscale Material Science) and Dieter Suess (TU Wien, Magnetic systems) will give invited presentations in this session.

Contact: Naëmi Leo ([naemi.leo@psi.ch](mailto:naemi.leo@psi.ch)), Susmita Saha ([susmita.saha@psi.ch](mailto:susmita.saha@psi.ch)), Laura J. Heyderman ([laura.heyderman@psi.ch](mailto:laura.heyderman@psi.ch))

### Scientific Opportunities with SwissFEL

X-ray free electron lasers (XFEL) have become available in recent years for researchers worldwide – a dream that finally came true 50 years after the invention of the optical laser and 40 years after the first theoretical work on FELs. These research facilities are bold examples of disruptive technologies: revolutionary instruments that expand the scope of what can be achieved in a field of science. The high potential of the new X-ray FEL sources for science and innovation seeded the development and construction of a number of facilities in the US, Europe and Asia. In Switzerland, after four years of construction, the commissioning of SwissFEL started in December 2016. Pilot experiments are expected to start by fall 2017.

The two sessions will be dedicated to present and discuss scientific opportunities opened up by this new facility in selected research fields including condensed matter physics, materials science and chemistry. Invited speakers will give an overview of the achievements and perspectives. The contributed talks will focus on the research goals of academic groups.

Contact: Luc Patthey ([luc.patthey@psi.ch](mailto:luc.patthey@psi.ch))

### Correlated-Electron Physics in Transition-Metal Oxides (organised by the NCCR MARVEL)

This session will focus on the experimental and theoretical aspects of the interplay between orbital, spin and lattice degrees of freedom in this class of materials, as well as in novel developments enabling their control. The presentations will cover advances in synthesis, characterization, design and property control of thin film, heterostructures and bulk oxide materials, as well as novel theoretical methods for the description of correlated electrons and for functional oxide design.

Contact: Maria Luisa Medarde Barragan ([marisa.medarde@psi.ch](mailto:marisa.medarde@psi.ch)), Claude Ederer ([claudio.ederer@mat.ethz.ch](mailto:claudio.ederer@mat.ethz.ch)), Antoine Georges ([antoine.georges@polytechnique.edu](mailto:antoine.georges@polytechnique.edu))

### Emergent phenomena in novel low-dimensional materials (organised by the NCCR MARVEL)

The combined effect of quantum confinement and reduced screening enables emergent phenomena and unprecedented functionalities in low-dimensional systems. This session will focus on recent experimental and theoretical efforts in the discovery of novel low-dimensional materials, with particular emphasis on the design and characterization of their electronic, optical, and topological properties.

Contact: Marco Gibertini ([marco.gibertini@epfl.ch](mailto:marco.gibertini@epfl.ch)), Oleg Yazyev ([oleg.yazyev@epfl.ch](mailto:oleg.yazyev@epfl.ch))

# Progress in Physics (58)

## The SwissFEL X-ray Laser

Rafael Abela, on behalf of the SwissFEL team, Paul-Scherrer-Institut, 5232 Villigen PSI, Switzerland

### Introduction

X-ray free electron lasers have become in the last years routinely available for researchers worldwide – a dream has finally come true 50 years after the invention of the optical laser and 40 years after the first theoretical work on FELs. In contrast to optical lasers, free electron lasers employ relativistic electron beams to amplify light, and the FEL concept works for the entire spectral range from the far infrared (IR) to hard X-rays, generating coherent, ultra-short pulses with extremely high peak power. FELs are bold examples of disruptive technologies: revolutionary instruments that expand the scope of what can be achieved in a field of science.

Several laboratories around the world are currently operating, constructing and developing Free Electron Lasers (FELs), currently the world's brightest sources of UV and X-ray radiation. In the hard X-ray regime, three facilities are in operation: LCLS (USA), SACLA (Japan) and PAL-XFEL (Korea) while two others have entered the commissioning phase: EuXFEL (Germany) and SwissFEL (Switzerland). In the ultraviolet and soft x-ray range FERMI (Italy) and FLASH (Germany) are running successfully since many years.

A list of XFEL facilities worldwide that provide hard x-ray radiation is given in the following Table 1. The most relevant parameters in the Self Amplified Spontaneous Emission (SASE) operation mode are presented. The values are taken from the webpages describing the instruments [1, 2, 3, 4].

The research applications of the ultra-short and intense pulses produced by these sources range from condensed matter and materials research, to femto-chemistry, molecular biology, atomic spectroscopy, and many more.

The Paul Scherrer Institute has built during the last four years the SwissFEL whose start of commissioning was officially inaugurated in December of this year, and which will begin user operation in the fall of 2017 [5, 6]. The facility consists of a high-brightness electron gun, a 5.8 GeV linear accelerator, permanent magnetic undulators and a variety of photon beamlines to several experimental stations.

The SwissFEL (Fig. 1) uses a low-emittance electron beam in conjunction with short-period in-vacuum undulators to generate hard X-rays at the relatively low electron energy of 5.8 GeV. These specifications can be realized with a relatively short facility, which is 740 m long. The concept foresees two undulator lines for different wavelength regions. The first beamline, **ARAMIS**, is designed for wavelengths between 0.1 and 0.7 nm. The second undulator beam line, **ATHOS**, is designed for wavelengths in the range 0.6 nm to 7 nm, and will offer the option of circularly-polarized radiation. It will be built in a second phase in the years 2017 - 2020. By virtue of the acceleration of double electron bunches and fast-switching magnets, X-ray pulses will be simultaneously available at both ARAMIS and ATHOS with a 100 Hz repetition rate.

FEL, Institution	Location	Start of operation	Rep. rate (Hz)	Photon energy (keV)	Pulse length (fs) (FWHM)	Pulse energy (mJ)
LCLS, SLAC	Palo Alto, USA	2009	120	4.0 – 10.0	10 - 300	0.2 - 3
SACLA, RIKEN	Harima, J	2012	30 (60)	4.9 – 15.0	< 10	< 0.3
PAL_FEL	Pohang, KOR	2016	60	5.0 - 12.0	< 100	< 2
SwissFEL, PSI	Würenlingen, CH	2017	100	2.0 – 15.0	5 - 50	0.2 - 1.4
EuXFEL	Hamburg, D	2017	10 x 2700	3.0 – 25.0	2 - 100	0.06 - 2

Table 1. Worldwide hard X-Ray facilities

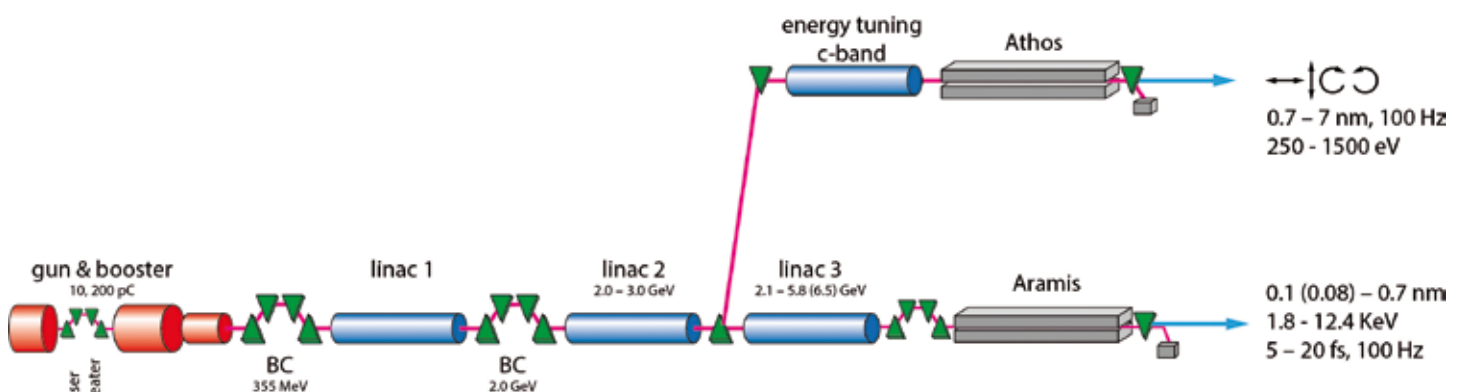


Fig. 1. Schematic plan of the SwissFEL facility, including the hard and soft X-ray beamlines ARAMIS and ATHOS (undulators in grey).

The hard X-ray beamline ARAMIS [7] is designed for photon energies in the range 2.0 – 13.0 keV. With a possible future accelerator upgrade, the upper limit may be shifted up to 15 keV. In the standard SASE operation mode, the duration of the pulses will be 5 - 50 fs full width at half maximum (FWHM), the relative bandwidth will be of the order of  $2.0 \cdot 10^{-3}$ , and the pulse energy for the long pulse mode is predicted to be around 1.4 mJ.

A system of offset mirrors directs the x-ray beam along three different beamline branches, to either one of the three subsequent experimental hutches downstream. The first two hutches will host the experimental stations ESA [8] and ESB [9], which will host pilot experiments by fall 2017. A third branch with an additional station named ESC is currently in the conception phase and will be realized in the years 2019 - 2020. Each experimental station will be served by an optical pump-laser system to perform time-resolved experiments.

Specialties foreseen for the SwissFEL facility include: nearly transform-limited "self-seeded" pulses, a mode with up to 7% FWHM "broad-bandwidth" wavelength range, a pump-probe time resolution of approximately 10 fs FWHM, optics, instrumentation and detectors for the strategically interesting photon energy range 2-4 keV and in-house developed 2D X-ray detectors with single-photon sensitivity, large dynamic range and virtually zero dark noise.

## Science opportunities

### **Photochemistry and Biology**

#### *Conceptual design*

Experimental Station A (ESA) is envisioned as a pump-probe X-ray spectroscopy station, for investigating processes in biology and chemistry that can be triggered with light. ESA will have three significant advantages, which it plans to exploit:

1. SwissFEL will generate X-rays in the range from 2-5 keV, which is a photon energy range that is difficult to access at the facilities commonly used by the XAS/XES community. This energy range includes elemental absorption edges of P, Cl, S, K, and Ca which are relevant to biology, and of Ti, which is relevant to both sustainable energy sources and photocatalysis.
2. SwissFEL will have the ability to tune the photon energy easily courtesy of the variable-gap undulator design, which greatly facilitates X-ray spectroscopy measurements.
3. There is significant expertise in Switzerland in time-resolved X-ray absorption and emission spectroscopy, on both solid and liquid samples, providing a strong local base of expert users.

### **Pump and Probe in Condensed Matter**

#### *Conceptual design*

The proposed station ESB dedicated to perform pump and probe experiments in condensed matter combines time-resolved laser spectroscopic methods and X-ray scattering techniques to study the dynamics of cooperative interactions in crystalline materials that exhibit long-range electronic and magnetic order. Important representatives are the strongly correlated electron systems or "quantum mate-

rials" that exhibit competition between lattice, charge, orbital and spin degrees of freedom. From the correlations of the atomic, electronic and magnetic constituents, new phases or states of condensed matter emerge. Recent examples include materials with high temperature superconductivity, colossal magnetoresistance, metal-to-insulator transition, electron fractionalization and novel quantum-critical states. Multiferroics, materials combining several functional properties, hold promise for future device applications. Characterization and control of such materials - especially when they are not in strict thermodynamic equilibrium - is ideally done in the time domain where the coupled excitations can be distinguished on account of their different response and relaxation times. Photon-in/photon-out scattering allows the direct correlation of the electronic, magnetic and structural dynamics.

## Opportunities in structure determination

### **Using a non-monochromatic microbeam for Serial Snapshot Crystallography**

The SwissFEL facility will provide a broad-band pass mode with an energy bandwidth of about 4%, which has important implications for structural studies. By exposing a small crystallite (from nano- to a few micrometers in size) to a single ultrafast pulse, a diffraction pattern can be obtained before the crystal is damaged. If such single-pulse diffraction patterns, collected sequentially on many randomly oriented crystallites, are combined, it is possible to determine the structure of the material accurately [10]. Performing such an experiment with a strictly monochromatic beam has a serious drawback: only a single position of the Ewald sphere is accessed in each pattern and, because reflections have a finite width, the diffraction condition is not satisfied completely for any of the reflections recorded. By using the 4% energy range of the SwissFEL beam, a new option for structural studies of crystalline materials may become possible. The use of such an 'extra pink' beam in a diffraction experiment with stationary crystallites should not only increase the number of reflection intensities that can be collected in a single shot, but also overcome the problem of 'partial reflection' measurement that is inherent to the monochromatic experiment. In a recent proof-of-concept study, a new approach, inspired by the Laue single-crystal (micro)diffraction technique was examined [11].

### **Protein Crystallography Possibilities**

The requirements for jet-based protein crystallography experiments have been taken into account in the design of the ESA experimental chamber with a suitable photon energy range, beam size and sample atmosphere. The chamber is designed to host injectors delivering crystals with liquid or viscous jets.

While the original concept of SwissFEL did not include instrumentation for fixed-target protein crystallography, the promising results from fixed-target experiments at running facilities reported in the last years have triggered the initiative to offer the fixed-target approach as a standard method at SwissFEL. Several possibilities have been considered, but it soon became clear that beam parameters and the infrastructure foreseen at the ESB station are best suited. In March 2015 the ESB-MX project [12] started with the goal

of building a fully dedicated instrument to be first installed at the ESB station for measurement campaigns of 5 – 6 days. Because it is easily mountable and flexible, the instrument is also suitable for operation at the future experimental station ESC. Fixed-target protein crystallography has been thoroughly developed during the last decades at synchrotron X-ray sources, and the applications to XFELs require their adaptation of sample handling and data collection methods.

### Opportunities in the soft x-ray range: ATHOS extension

In the following years 2017 – 2020 the second undulator line of SwissFEL, ATHOS [13], will be constructed. The photon energy region covered by ATHOS extends from 240 eV to 2000 eV. This region covers absorption edges for the light elements oxygen, carbon and nitrogen, that play an important role in surface catalysis, as well as those of the transition metals manganese, iron, cobalt, nickel and copper, which are prominent components in magnetic and correlated electron materials. The opportunities for scientific research opened up by ATHOS well reflect important challenges to be faced by industrial societies in the near future. ATHOS is an important complement to ARAMIS both in terms of measurement technology and of scientific goals. The scientific opportunities have been discussed with Swiss research groups and have been compiled in a scientific case around the areas: studies of photochemical transformations on the molecular level, the role of complexity in materials properties, and non-linear X-ray interactions that unravel coherent electronic excitations in matter.

Several proposals have been made to improve the properties of XFEL pulses towards the femtosecond regime, while keeping a high radiation power level as in facilities in operation [14]. In a recent study [15], a new method has been presented in order to generate short pulses with a high power

in a very efficient and flexible way. In this method practically all the electrons in a bunch can contribute to the XFEL process and the scheme can be used to achieve either a minimum pulse length or the maximum pulse energy. The authors based their scheme on superradiance and the use of a transversely tilted beam: by suitably compensating the trajectory and delaying the electron beam between selected undulator sections, all the electrons in a bunch can be used to enhance the pulse in the superradiance regime.

[1] Yabashi, M. et. al., *Overview of the SACLA Facility*. J. Synchrotron Rad., 2015, **22**(3) :pp 477-84

[2] [https://portal.slac.stanford.edu/sites/lcls\\_public/lcls\\_ii/Pages/default.aspx](https://portal.slac.stanford.edu/sites/lcls_public/lcls_ii/Pages/default.aspx)

[3] Park J et. al., *Design of a hard X-ray beam line and endstation for pump and probe experiments at PAL-FEL*. NIM in Phys. Res. Section A, 2016, **810**, p 74-79

[4] Tschentscher T., *Layout of the X-ray Systems at the European XFEL*. 2011. DOI :10.3204/XFEL.eu/TR-2011-001.

[5] SwissFEL Conceptual Design Report and SwissFEL Science Case in <https://www.psi.ch/swissfel/swissfel>

[6] The present text is based on the publication: Patterson B.D. et. al., *Science Opportunities at the SwissFEL X-ray Laser*, Chimia Int. Journal for Chemistry, 2014, **68**(1), p. 73-78. See the publication for specific details.

[7] SwissFEL CDR ARAMIS in <https://www.psi.ch/swissfel/swissfel>

[8] SwissFEL Experimental Station A: Conceptual Design Report ESA, PSI report June 2013

[9] SwissFEL Experimental Station B: Conceptual Design Report ESA, PSI report June 2013

[10] Chapman H. N. et al., *Femtosecond X-ray protein nanocrystallography*. Nature, **470**, 73 (2011).

[11] Dejoie C., et. al., *A non-monochromatic microbeam for serial snapshot crystallography*. J. Appl. Cryst. **46**, 791 (2013)

[12] ESB - MX CDR in <https://www.psi.ch/swissfel/swissfel>

[13] SwissFEL ATHOS Science Case in

<https://www.psi.ch/swissfel/swissfel>

[14] Prat E., Reiche S., Phys. Rev. Lett. 2015, **114**, 244801

[15] Prat E. et. al., *Efficient generation of short and high-power x-ray free-electron-laser pulses based on superradiance with a transversely tilted beam*, Phys. Rev. Spec. Topics, 2015, **18** 100701



The undulators of the ARAMIS beamline.

## Physik und Gesellschaft

Die Replik von Ernst Bucher in den *SPG Mitteilungen* Nr. 50 auf den Blaser/Pritzker Artikel (*SPG Mitteilungen* Nr. 44) hat anscheinend eine weiterführende Diskussion über Energiepolitik unter unseren Mitgliedern angefangen. Das ist begrüßenswert, denn selbst wenn gewisse Ausstiegsszenarien sich mittlerweile politisch abzeichnen, gilt es immer noch, neue Lösungsvarianten zu verifizieren und gegebenenfalls ihre grossindustrielle Umsetzung zu konsolidieren. Das erfordert im Blaser/Pritzkerschen Sinne eine aktive Teilnahme von uns Physikern, aber "sine ira et studio", also sachlich geführt und physikalisch abgestützt.

Im folgenden Text verweist SPG-Mitglied Claudio Palmy unter anderem auf die Tatsache, dass die von E. Bucher angesprochenen dezentralisierten Speichertechnologien wie die der Synthese von Methanol noch der grosstechnischen Verifizierung harren. Übrigens: Im Interview mit Reto Holzner auf Seite 28 wird dazu aus erster Hand Stellung genommen.

Weiter betont Herr Palmy die Notwendigkeit, dass in der Schweiz die Kompetenz in Nukleartechnologie erhalten bleiben muss, unter anderem aus einem bislang wenig beachteten Grund: Es ist leider nicht mehr auszuschliessen, dass das weltweite Nuklearwaffenarsenal massiv ausgebaut werden wird. Das bedarf dann mehr denn je einer international anerkannten Vertrauensnation (Honest Broker) mit einem kompetenten Netzwerk aus staatlichen Labors und Hochschulinstituten. Hier könnte die Schweiz im Sinne ihrer Tradition eine wichtige Friedensrolle übernehmen, so wie es bereits beispielhaft vom ABC-Labor Spiez des Bundesamtes für Bevölkerungsschutz im leider auch aktuellen Fall des Nachweises chemischer Kampfstoffe praktiziert wird.

BB

## Kern- und erneuerbare Energien

*Claudio Palmy, Igis-Landquart*

Die Physiker Jean-Pierre Blaser und Andreas Pritzker haben im Jahr 2014 in einem Beitrag: "**Energiepolitik, wo ist die Stimme der Physiker ?**" (*SPG Mitteilungen* Nr. 44 (2014)) die Kernelemente der Elektrizitätsversorgung unseres Landes skizziert. Sie haben dabei unterstrichen, wie bedeutungsvoll unsere Kernkraftwerke gegenwärtig und in naher Zukunft sind. Sie haben auch aufgezeigt, weshalb unser Landesbedarf an Elektrizität nicht durch Solarkraftwerke allein und schon gar nicht kurzfristig (20 - 30 Jahre) gedeckt werden kann.

In den *SPG Mitteilungen* Nr. 50 (2016) sagt der Festkörperphysiker Ernst Bucher in einer Stellungnahme unter dem Titel: "**Regenerative Energien**", die Analyse sei korrekt. Hingegen seien, aus der Sicht der erneuerbaren Energien, andere Folgerungen möglich. Er sagt auch, die Frage der Speicherung elektrischer Energie im Jahresverlauf sei tatsächlich zentral, da wir im Sommerhalbjahr eine Überproduktion an Fotovoltaik-Strom und im Winterhalbjahr einen entsprechenden Mangel haben.

Ernst Bucher sieht in Pumpspeicherwerken der GW Klasse, entsprechend dem neuen Linth-Limmern Werk, einen möglichen Anfang. Das grösste derartige Kraftwerk in der Schweiz ist die *Grande Dixance*. Um ohne Kernkraftwerke die im Winter fehlenden 5 GW an Bandenergie zu speichern, sind aber insgesamt ein Dutzend grosser Speicherkraftwerke nötig. Diese Speicherkapazität könnte aber, so Ernst Bucher, durch dezentrale chemische Speicher, vorab durch neuere Methanol-Technologien, reduziert werden. Methanol würde je nach Bedarf durch eine Gasturbine verstromt. Allein, diese Technologie steckt noch im Prototyp-Stadium und müsste zumindest in einer grösseren Anlage von etwa 100 MW auf ihr Praktikabilität und Wirtschaftlichkeit hin getestet werden.

Für Ernst Bucher ist der Artikel von Jean-Pierre Blaser und Andreas Pritzker auch ein Plädoyer für die Weiterführung der Kernkraft-Technologie. Die Frage ist dabei nur, warum das falsch sein soll? Alle grossen Industrienationen, mit

Ausnahme von Deutschland, setzen auf die Elektrizitätserzeugung durch Kernenergie. In Russland und Asien stehen 30 Kernkraftwerke im Bau und 50 sind im fortgeschrittenen Planungsstadium. In den USA und in Westeuropa sind Kernreaktoren der 4. Generation in Entwicklung, neue Anlagen im Bau und in der Planungsphase.

Es gibt gute Gründe für neue Kernkraftwerke. Die Nachfrage nach Strom nimmt in unserem Land und weltweit zu. Die Preisstabilität der Kernenergie gewährt eine hohe Versorgungssicherheit, wogegen die erneuerbaren Energien noch nicht wirtschaftlich und schwer zu regeln sind. Weiter gebieten die Klimaschutzvereinbarungen geradezu eine treibhausgasfreie Elektrizitätserzeugung.

Ein oft unbeachteter Nachteil von der Verabschiedung aus der Kernkraft-Technologie besteht im Verlust von Know-how. Dies, weil Nukleartechnik (leider) in der Rüstungsindustrie ganz zentral eingesetzt wird. Dabei zeigen einige Gesellschaftsstrukturen ganz offiziell ein Machtgebaren und sprechen Drohungen aus, die nicht unserer Werthaltung entsprechen. Es gibt einen internationalen Atomwaffensperrvertrag. Wer sich aber von der Nukleartechnologie verabschiedet, verfügt über kein qualifiziertes Personal, um diesen Vertrag zu überwachen und Druck auf Nichtmitglieder auszuüben. Wer von Gefahren der Atomtechnik spricht, sollte in erster Linie sein Augenmerk auf die Kernwaffen richten. Ihre Konzeption ist auf möglichst grosse Zerstörung gerichtet, während die Auslegung von Kernkraftwerken auch im schlimmsten Fall das Schadenpotenzial begrenzt.

Die Diskussion Pro und Kontra Kernenergie haben fachliche, politische und ideologische Komponenten. Diese wurzeln in der Geschichte der Entdeckung, der Forschung und der Anwendung der Kernphysik. Der Disput darüber sollte deshalb aus allen Perspektiven geführt werden. Wir müssen den kommenden Generationen die Argumente nennen, die uns für diesen oder jenen Weg entscheiden liessen.

# Plenary Talks

## 2D-material nanopores as a new playground for biophysics

PT 4/2016

Martina Lihter, Jiandong Feng, Ke Liu, Michael Graf and Aleksandra Radenovic  
Laboratory of Nanoscale Biology, Institute of Bioengineering, School of Engineering, EPF Lausanne

Nanopores, or nm-size holes, have become a new single-molecule tool in biophysics which may give insight into molecular features that are usually hidden in the ensemble experiments. Due to their high sensitivity and simplicity of the sensing principle they are used as (bio)chemical sensors for detection and manipulation of various molecules and biomolecules (e.g. DNA, RNA, proteins, single-nucleotides), as well as probing molecular structure. They also carry a great potential for various other applications. The passage of ions or biomolecules through sub-nm pores enables the study of hydration layer [1], entropic barriers [2], Coulomb blockade effects [3] and other physical phenomena. In nanotechnology they can be used as nanoreactors [4], highly effective exchange membranes for water desalination [5], or even power generators [6].

However, they have become very attractive in the first place as a promising solution which may bring about the third generation of DNA sequencing technology.

DNA or deoxyribonucleic acid, consisting of only four chemical bases (adenine (A), guanine (G), cytosine (C), and thymine (T)) represents a code that is universal in almost all living beings and contains all the information needed for their development and functioning. A low-cost and rapid method to read DNA sequences would enable further studying of important biological questions related to human health and diseases and open the door to personalized medicine. Furthermore, a sensing platform which would enable single-molecule DNA sequencing would also be effective for single-molecule sequencing of proteins offering the potential to detect diminishingly small quantities too low for current analytical techniques. This would be, of course, of enormous

value for diagnostics and recognizing disease states [7]. Differing from the previous generations of sequencing, nanopore sequencing features long read lengths, high throughput and minimal labeling sample requirement.

The first demonstration of basic nanopore working principle reaches into 1940's when the first Coulter counter appeared [8]. When an electric field is applied across the small pore between two compartments of electrolyte, this drives the ions through the pore toward the oppositely charged electrode which results in a constant ionic current. If a charged particle (or biomolecule) is present in the solution, it will be driven through the pore displacing a certain volume of ions which will reduce ionic current at that moment. This is observed as an 'event', a pulse in current trace that can be characterized by its dwell time and the amplitude (Fig. 1). Ideally, since each type of the four DNA bases possesses unique physical and structural properties, during the single-stranded DNA passage, each of the bases would exclude a specific number of ions which would result in its own electronic signature. This electronic read-out of DNA sequence was as an idea first proposed and patented in 1995 by Church, Deamer, Branton, Baldarelli and Kasianowicz.

For the purpose of sequencing, two main types of nanopores are developed: the biological ones and artificial (solid-state) nanopores. Biological pores are transmembrane proteins inserted into lipid bilayer. The most known ones in the nanopore field are  $\alpha$ -haemolysin and Mycobacterium smegmatis porin A (MspA) which were the first used in proof-of-concept experiments to show that nanopore-based DNA sequencing is feasible. Engineered by nature, such nanopores can be produced by the cells with remarkable atomic

precision perfectly fitting single stranded DNA inside. Genetic techniques can further tailor their physical and chemical properties, and together in a combination with molecular motors and today's electronics, they can already perform sequencing. A commercial sequencing device MinION from Oxford Nanopore Technologies is already available on the market. Solid-state nanopores are nanometer size openings in a thin, solid, supporting membrane. The membrane can be made of different materials, such as  $\text{Si}_3\text{N}_4$  or  $\text{SiO}_2$  (usually up to 30 nm thickness), or even single atomic layer two-dimensional, 2D materials like graphene [10], and  $\text{MoS}_2$  [11]. Although DNA sequencing has already been demonstrated in biological nanopores, solid-state nanopores remain an attractive alternative since they offer many advantages such as robustness and high stability. Unlike biological ones, solid-state nanopores can operate in various types of liquid media, in a wide range of concentrations, pH and

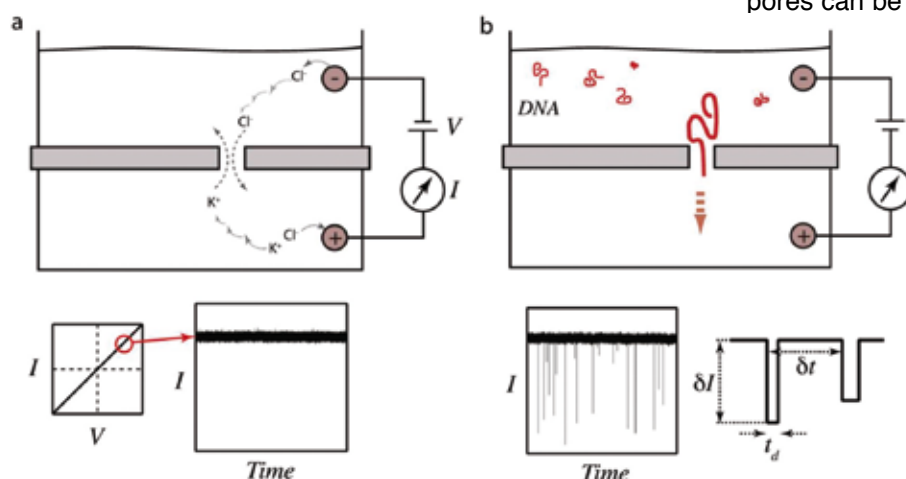


Fig. 1. The basics of nanopore measurements. (a) Application of voltage across a pore triggers electrochemical half-reactions leading to ion migration towards the membrane. Transport of the ions across the pore leads to electric current that is measured using a high-bandwidth electrometer. Typically the current–voltage response of a symmetric pore is linear, and holding the voltage constant results in a steady-state DC current signal. (b) When charged biopolymers are added to the chamber, such as DNA molecules, they diffuse towards the pore and stochastically enter it, producing a measurable “resistive pulse”. First-order parameters that can help in characterizing a sample are the dwell time ( $t_d$ ), the average event amplitude ( $\delta I$ ), and the time between successive events ( $\delta t$ ). Image taken from [9]

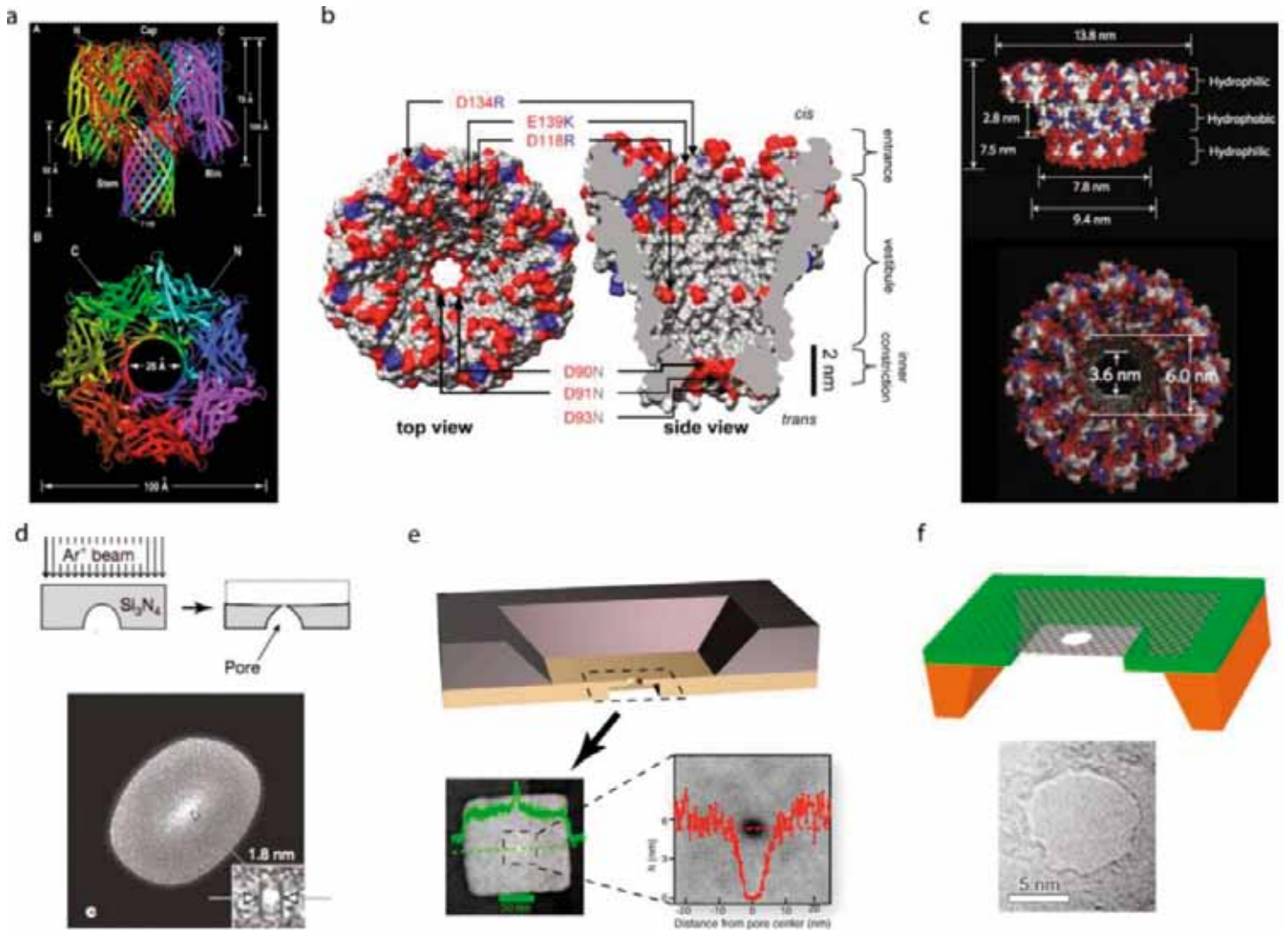


Fig. 2. Some examples of biological and synthetic nanopores. (a) The toxin  $\alpha$ -hemolysin secreted by *Staphylococcus aureus*. (b) *MspA* from *Mycobacterium smegmatis*. (c) Engineered  $\phi$ 29 viral packaging motor. (d) Ion-sculpted pores in silicon nitride membrane (e) Sub-10 nm thick solid-state pores generated by dry etching a selected area of a silicon nitride membrane and electron-beam pore drilling. (f) Pores in a suspended single-layer graphene membrane. Image taken from [9].

temperature conditions. Their pore size can easily be tuned during the nanofabrication process. And what is also one of the important things – they carry a great potential for large-scale integration into (opto)electronic devices. (Fig. 2). All these things together make solid-state nanopores suitable for all kinds of purposes and worth of further exploration and development. However, in terms of sequencing, there are a number of issues to be addressed.

### Towards DNA sequencing in 2D nanopores

The ideal DNA nanopore sequencing device would require: high resolution (sensitivity and selectivity), stability in different conditions (concentration, temperature, pH), high throughput, simple and low-cost fabrication method of the device. Sensitivity and selectivity, that is, the ability to detect and distinguish different bases highly depends on the signal-to-noise ratio (SNR), spatial and temporal resolution. DNA sequencing ideally requires the ability to sense only one base at the time. Researchers hoped that this ultimate spatial resolution could be provided with the thinnest existing materials - 2D materials, such as graphene or  $\text{MoS}_2$ . In this case, the spatial resolution is even better compared to biological nanopores. However, although we are already at the limit by utilizing 2D materials as thin nanopore membranes, this is still not enough. One of the reasons is the effective thickness of the material which is several times

larger due to surrounding hydrodynamic layer. Also, to get the information about the base structure, one should collect enough ions per base to overcome the background noise which originates from: capacitance of the system (which includes the substrate, membrane, nanopore), different types of fluctuations (mechanical, electrical, insulating, thermal), and the electronics. This means that it is necessary to extend the time that each base spends inside the pore to achieve good temporal resolution. Higher signal-to-noise ratio could be obtained by increasing the signal by using nanopores equal or slightly bigger than DNA diameter, and also by reducing the noise level by e.g. choosing materials with high dielectric constant (such as a glass or polymer). Another way to increase the signal to noise ratio is by measuring a transverse current through the same 2D material (with the drilled nanopore in the middle) connected to two imprinted electrodes. In such a configuration the DNA is the gate of a Field Effect Transistor [12]. In the case of a semiconductor FET device, this transverse current could either be due to tunneling through the molecule or due to conductance changes of a semiconductor induced by interaction of the molecule and the material.

From the perspective of mass production, it is necessary to highlight that the nanopore fabrication process should be scalable in purpose of a parallelization and achieving high throughput. Nanopore's platform choice is also very impor-

tant since it has to be suitable for implementation into microfluidic and (opto)electronic devices. The fabrication process should be the simplest possible and also cost-effective. All of these requirements are closely related to each other which makes the system even more challenging, but at the same time it offers the possibility to optimize and tune the system in such a way that all the requirements become satisfied.

The DNA translocation process through the nanopore can be divided into several steps. In the region far away from the nanopore, the DNA molecule freely diffuses due to negligible electric field. Once it gets within the capture radius  $R_c$ , DNA gets attracted and accelerated by electric force. Since the radius of gyration  $R_g$  of the DNA molecule is much bigger than the nanopore itself, the number of conformations that DNA can obtain inside the pore is highly restricted comparing to the one in solution. The threading process is entropically unfavorable, so in order to thread into the pore, the entropic barrier needs to be overcome which is done by the external electric field. The final step in the translocation process where DNA causes detectable current change. Generally, we can say that translocation times scale with DNA length,  $L$ , as a power law  $\tau = L^\alpha$ , where  $\alpha = 1.27$  [9]. However, in smaller pores dsDNA obeys a more complex length scaling [13].

The translocation velocity of a DNA molecule in solid-state nanopores is orders of magnitudes faster ( $> 10000$  nucleotides/ms) than the optimal velocity (1-50 nucleotides/ms) [14]. Slowing down the free translocation velocity is thus a critical step toward enabling a reliable electronic readout of a DNA sequence. For that purpose it is necessary to extend the time DNA lingers in the nanopore while minimizing the possibility of backtracking and jiggling due to Brownian motion. In biological pores the speed control is done by

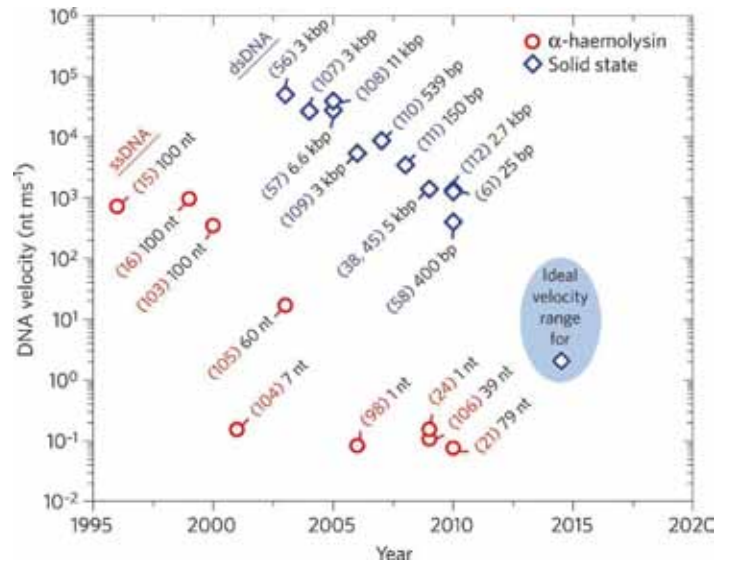


Fig. 3. Trends in nanopore analysis of DNA. DNA translocation velocity in nucleotides per millisecond (on a logarithmic scale) versus year for both ssDNA and dsDNA and for both  $\alpha$ -haemolysin and solid-state nanopores. For solid-state nanopore sequencing applications, the translocation velocity should be in the range 1–100 nt  $ms^{-1}$ . Image taken from [14].

enzyme motors, such as DNA polymerase [15], where the DNA is entering the pore step-by-step. The enzyme binds to the DNA strand preventing it from moving into the narrow confines of the pore faster than the enzyme processing rate.

For controlling the translocation speed, generally, there are two major approaches: passive control methods, which deal with modifying the properties of the solution, nanopore surface or DNA itself; and active control methods, like optical [16] and magnetic tweezers [17], atomic force microscopy [18], and scanning tunneling microscopy [19]. Since the ac-

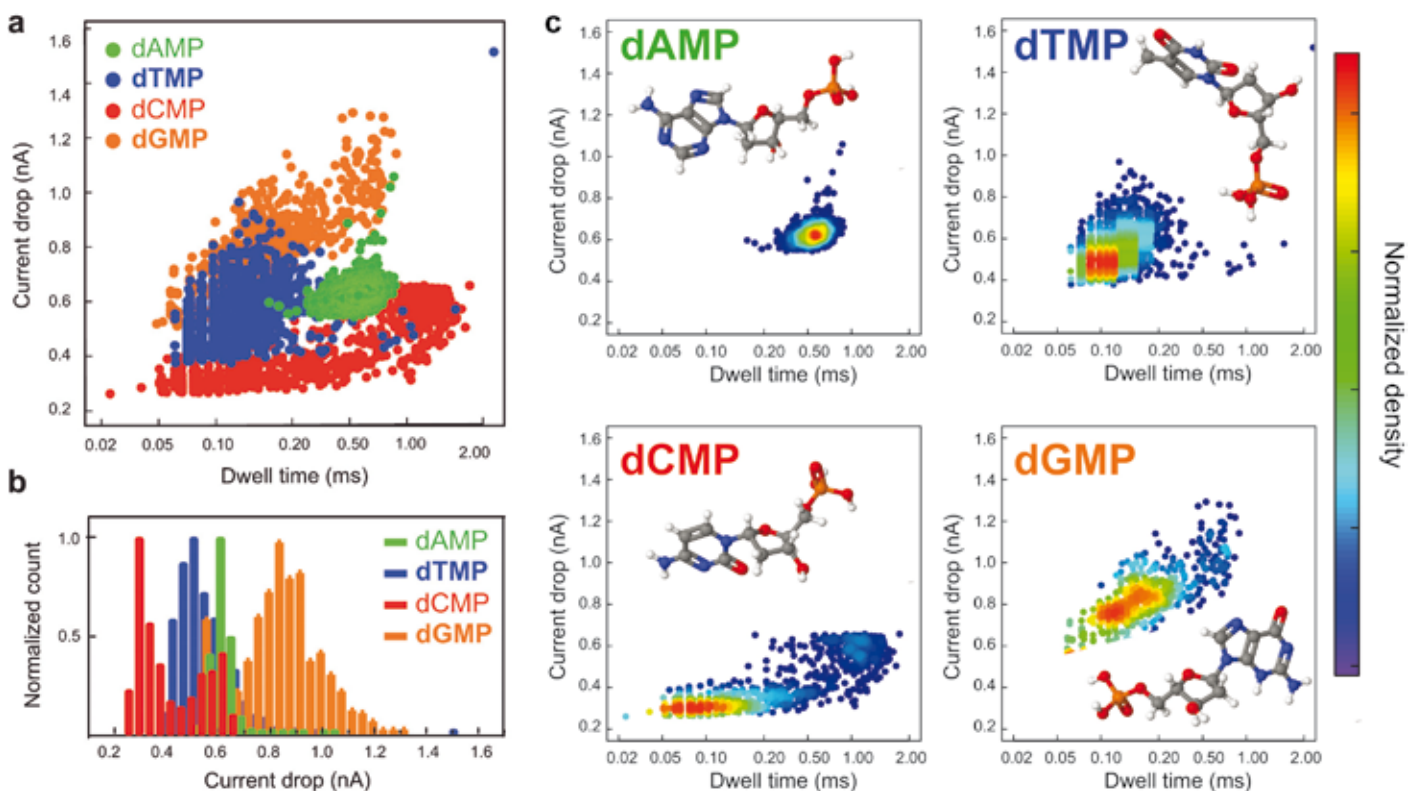


Fig. 4. (a) Scatter plots of nucleotide translocation events, showing distinguished current drops and dwell times for dAMP (green), dCMP (red), dTMP (blue), and dGMP (orange). (b) Normalized histogram of current drops for dAMP, dTMP, dCMP, dGMP. (c) Density plot of single nucleotides in a  $MoS_2$  nanopore. Image taken from [25].

tive control methods require manipulations of a single molecule, for the purpose of implementation into massive parallel sequencing, passive control methods are more suitable.

Some of the passive methods include temperature variation [20], increasing the solution viscosity [21], changing the counter-ion binding strength [22], introducing salt concentration gradients [23], changing the surface charge of the nanopore with laser light [24], the use of ultrasmall nanopores [13] etc.

The newest promising results so far were done in our group by using room temperature ionic liquids (RTIL), such as butyl-methylimidazolium fluorophosphate ( $\text{BmimPF}_6$ ), as a translocation medium [25]. RTILs are highly viscous, non-aqueous electrolytes that consist of organic cations and anions. They offer a high number of degrees of freedom in fine-tuning their structure which gives the opportunity to tailor their physical and chemical properties, especially viscosity and electrostatic properties of translocating molecules. An interesting property of the RTILs is that their viscosity can also be altered by an applied external electric field [26]. In the previous investigations of our group, the use of ionic liquid/KCl-water gradient increased the viscosity of the system while keeping the total conductance value optimal. In this way, the DNA translocation speed was reduced by 2-3 orders of magnitude which enabled statistical differentiation of single nucleotides (Fig. 4) and short homopolymers. A big role is also played by the fact that DNA interacts strongly with  $\text{BmimPF}_6$  via electrostatic interaction between the cationic  $\text{Bmim}^+$  groups and the DNA phosphates (P–O bonds). However, there is still a lack of understanding of how ionic liquids influence the conformations and electrostatics of biomolecules which leaves a lot of space in tuning the translocation conditions. In spite of this extremely successful beginning of introducing RTIL into the nanopore field, there are still many challenges to overcome, such as solubility of longer DNA molecules and large spread in dwell times. Also, the conditions in the vicinity of the nanopore vary from pore to pore due to the gradient system and different pore size.

Generally, the approach of changing the properties of the surrounding medium usually reduces SNR, blockage level, capture rate, and wettability of the pore. One of the promising, and still not explored, systems which should have high effect on translocation dynamics are crowded and nanoconfined environments. In such an environment, the free volume for DNA diffusion is significantly reduced and 'fragmented' which affects the translocation dynamics and speed [27] dramatically. Several different platforms which contain polymeric nanofiber mesh [28], nano-cylindrical passage [29] or combination of nanobead structure and insulating polyimide layer [30] are going in this direction.

Once optimal strategy for the control of DNA translocation speed has been identified and implemented, we believe that solid state nanopores in 2D materials could enter the market and allow for even cheaper DNA sequencing.

## References

[1] T. Jain *et al.*, "Heterogeneous sub-continuum ionic transport in statistically isolated graphene nanopores," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, no. 12, pp. 1053–1057, Dec. 2015.  
 [2] N. A. W. Bell, M. Muthukumar, and U. F. Keyser, "Translocation frequency of doublestranded DNA through a solid-state nanopore," *Phys. Rev. E*, vol. 93, no. 2, p. 022401, Feb. 2016.

[3] J. Feng *et al.*, "Observation of ionic Coulomb blockade in nanopores," *Nat. Mater.*, vol. advance online publication, Mar. 2016.  
 [4] K. Venta, M. Wanunu, and M. Drndić, "Electrically Controlled Nanoparticle Synthesis inside Nanopores," *Nano Lett.*, vol. 13, no. 2, pp. 423–429, Feb. 2013.  
 [5] S. P. Surwade *et al.*, "Water desalination using nanoporous single-layer graphene," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, no. 5, pp. 459–464, May 2015.  
 [6] J. Feng *et al.*, "Single-layer  $\text{MoS}_2$  nanopores as nanopower generators," *Nature*, vol. 536, no. 7615, pp. 197–200, Aug. 2016.  
 [7] Y. Zhao *et al.*, "Single-molecule spectroscopy of amino acids and peptides by recognition tunnelling," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 6, pp. 466–473, Jun. 2014.  
 [8] M. D. Graham, "The Coulter Principle: Foundation of an Industry," *J. Assoc. Lab. Autom.*, vol. 8, no. 6, pp. 72–81, Dec. 2003.  
 [9] M. Wanunu, "Nanopores: A journey towards DNA sequencing," *Phys. Life Rev.*, vol. 9, no. 2, pp. 125–158, Jun. 2012.  
 [10] G. F. Schneider *et al.*, "DNA Translocation through Graphene Nanopores," *Nano Lett.*, vol. 10, no. 8, pp. 3163–3167, Aug. 2010.  
 [11] K. Liu, J. Feng, A. Kis, and A. Radenovic, "Atomically Thin Molybdenum Disulfide Nanopores with High Sensitivity for DNA Translocation," *ACS Nano*, vol. 8, no. 3, pp. 2504–2511, Mar. 2014.  
 [12] F. Traversi *et al.*, "Detecting the translocation of DNA through a nanopore using graphene nanoribbons," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 8, no. 12, pp. 939–945, Dec. 2013.  
 [13] M. Wanunu, J. Sutin, B. McNally, A. Chow, and A. Meller, "DNA Translocation Governed by Interactions with Solid-State Nanopores," *Biophys. J.*, vol. 95, no. 10, pp. 4716–4725, Nov. 2008.  
 [14] B. M. Venkatesan and R. Bashir, "Nanopore sensors for nucleic acid analysis," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 6, no. 10, pp. 615–624, Oct. 2011.  
 [15] S. L. Cockroft, J. Chu, M. Amorin, and M. R. Ghadiri, "A Single-Molecule Nanopore Device Detects DNA Polymerase Activity with Single-Nucleotide Resolution," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 130, no. 3, pp. 818–820, Jan. 2008.  
 [16] U. F. Keyser *et al.*, "Direct force measurements on DNA in a solid-state nanopore," *Nat. Phys.*, vol. 2, no. 7, pp. 473–477, Jul. 2006.  
 [17] H. Peng and X. S. Ling, "Reverse DNA translocation through a solid-state nanopore by magnetic tweezers," *Nanotechnology*, vol. 20, no. 18, p. 185101, 2009.  
 [18] G. M. King and J. A. Golovchenko, "Probing Nanotube-Nanopore Interactions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 21, p. 216103, Nov. 2005.  
 [19] S. Huang *et al.*, "Identifying single bases in a DNA oligomer with electron tunnelling," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 5, no. 12, pp. 868–873, Dec. 2010.  
 [20] D. V. Verschuere, M. P. Jonsson, and C. Dekker, "Temperature dependence of DNA translocations through solid-state nanopores," *Nanotechnology*, vol. 26, no. 23, p. 234004, 2015.  
 [21] D. Fologea, J. Uplinger, B. Thomas, D. S. McNabb, and J. Li, "Slowing DNA Translocation in a Solid State Nanopore," *Nano Lett.*, vol. 5, no. 9, pp. 1734–1737, Sep. 2005.  
 [22] S. W. Kowalczyk, D. B. Wells, A. Aksimentiev, and C. Dekker, "Slowing down DNA Translocation through a Nanopore in Lithium Chloride," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 2, pp. 1038–1044, Feb. 2012.  
 [23] Y. He, M. Tsutsui, R. H. Scheicher, C. Fan, M. Taniguchi, and T. Kawai, "Mechanism of How Salt-Gradient-Induced Charges Affect the Translocation of DNA Molecules through a Nanopore," *Biophys. J.*, vol. 105, no. 3, pp. 776–782, Aug. 2013.  
 [24] N. Di Fiori, A. Squires, D. Bar, T. Gilboa, T. D. Moustakas, and A. Meller, "Optoelectronic control of surface charge and translocation dynamics in solid-state nanopores," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 8, no. 12, pp. 946–951, Dec. 2013.  
 [25] J. Feng *et al.*, "Identification of single nucleotides in  $\text{MoS}_2$  nanopores," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, no. 12, pp. 1070–1076, Dec. 2015.  
 [26] O. Y. Fajardo, F. Bresme, A. A. Kornyshev, and M. Urbakh, "Electrotunable Lubricity with Ionic Liquid Nanoscale Films," *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 7698, Jan. 2015.  
 [27] A. Gopinathan and Y. W. Kim, "Polymer Translocation in Crowded Environments," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 22, p. 228106, Nov. 2007.  
 [28] A. Squires, J. S. Hersey, M. W. Grinstaff, and A. Meller, "A nanopore-nanofiber mesh biosensor to control DNA translocation," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 135, no. 44, pp. 16304–16307, Nov. 2013.  
 [29] H. Yoshida *et al.*, "Slowing the translocation of single-stranded DNA by using nanocylindrical passage self-assembled by amphiphilic block copolymers," *Nanoscale*, vol. 8, no. 43, pp. 18270–18276, Nov. 2016.  
 [30] Y. Goto, I. Yanagi, K. Matsui, T. Yokoi, and K. Takeda, "Integrated solid-state nanopore platform for nanopore fabrication via dielectric breakdown, DNA-speed deceleration and noise reduction," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 31324, Aug. 2016.

# Quantum information and state control with trapped ions

PT 5/2016

Jonathan P. Home, Institute for Quantum Electronics, ETH Zürich, Otto-Stern Weg 1, 8093 Zürich, Switzerland

Trapping and cooling of small numbers of trapped atoms provides some of the best tools currently available for quantum state control and quantum computing. Recent work has focussed on methods for scaling up control to larger numbers of ions, and on increasing the accuracy and reliability of control. The following constitutes a summary of recent work performed in my group which has realized new forms of control of quantum harmonic oscillators realized in the motion of trapped atomic ions. This has allowed us to access new quantum states which have not previously been created, as well as providing new possibilities for observing certain types of highly excited oscillator states. Our work includes some of the largest examples to date of two oscillator states of two classic types: squeezed states, and states which can be thought to be analogous to the "Schrödinger's cat" thought experiment. This is achievable both through the introduction of new methods of control, and also a high degree of experimental control.

Since the 1970s it has been possible to trap individual atomic ions using a combination of radio-frequency and static electric fields. The ions oscillate around their equilibrium positions, with typical oscillation frequencies in the range 1–10 MHz. In the 1990s, the pioneering work of David Wineland (who shared the 2012 Nobel prize) and co-workers at NIST demonstrated the ability to prepare trapped ions into the lowest energy quantum state by cooling with laser light [1]. This formed the starting point for the NIST group to build quantum states using sequences of laser pulses. The primary focus of this work up until 1995 was on building more precise and accurate atomic clocks, and the recent improvements shown by the trapped ion optical clocks in aluminium, mercury, ytterbium and strontium ions relative to the caesium standard is built upon these accomplishments [1]. However demonstrating new states and processes in quantum physics also presents a fundamental investigation into its rules, with the potential for new applications. Since 1995 a strong motivation to advance this control has been the desire to build an information processing device which utilizes the rules of quantum mechanics. Such a "quantum computer", as this has become known, is predicted to offer computing power beyond any supercomputer which uses only classical physics. Relevant problems where quantum mechanics has been shown to make problems computable extend from chemistry and materials science to code-breaking.

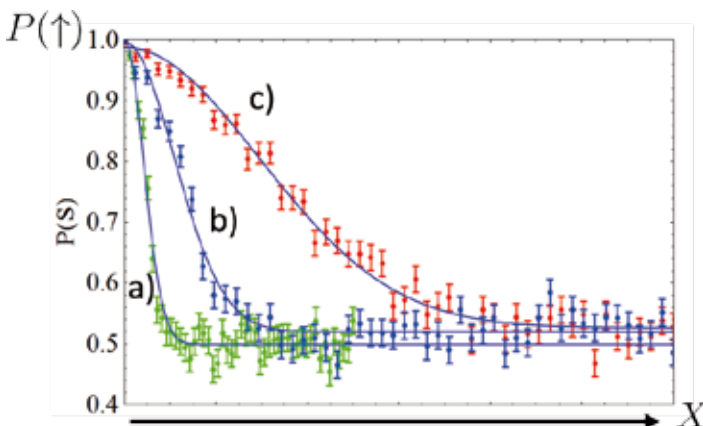


FIG. 1: Loss of interference due to spatial separation: As the state-dependent force is applied for an increasing time, the position of the atom separates, meaning that a measurement of the spin state no longer gives  $\uparrow$ , but an equal probability of finding  $\uparrow$  or  $\downarrow$ . The data above show this for three cases of the ion's motional state prior to application of the force. a) a squeezed state with the force aligned with the squeezed quadrature, b) the ground state and c) the same squeezed state with the force now aligned with the anti-squeezed quadrature.

Cooling an ion to the ground state of its motional oscillations is usually performed using a combination of two laser fields. One is tuned to be resonant with a transition in which the ion's internal state flips from  $|\downarrow\rangle$  to  $|\uparrow\rangle$  but only if the motional energy is also reduced by one energy quanta of the vibrational motion, thus if the ion starts with  $n$  energy quanta this is reduced to  $n - 1$ . The transitions induced by this laser are reversible  $|\downarrow\rangle|n\rangle \leftrightarrow |\uparrow\rangle|n-1\rangle$ , and are called red-sideband transitions. The Hamiltonian operator which describes these is  $\hat{H}_r = \Omega(\hat{a}\sigma_+ + \hat{a}^\dagger\sigma_-)$ , where  $\sigma_+$  is an operator which flips the spin from down to up, and  $\hat{a}$  decreases the energy of the oscillator by one unit ( $\sigma_-$  and  $\hat{a}^\dagger$  perform the opposite actions respectively). In order to cool, entropy must be transferred from the oscillator to the outside world. This is produced by the emission of photons into the vacuum, which resets the atom from  $\uparrow \rightarrow \downarrow$ . In our experiments, we induce this emission by exciting the atom from  $|\uparrow\rangle$  to a level  $|e\rangle$  which decays very rapidly to  $|\downarrow\rangle$ .

Our recent work on reservoir engineering [2] generalizes this approach by adding additional laser frequencies during the reversible step, realizing a new Hamiltonian

$$\hat{H}_{RE} = \Omega((\nu\hat{a}^\dagger + \alpha + \mu\hat{a})\sigma_+ + h.c.) \quad (1)$$

where h.c. indicates the Hermitian conjugate. Looking at the first term of this expression (which is relevant for a spin starting in  $|\downarrow\rangle$ ), we see that a spin excitation is now combined with operators which increase the motional quantum number ( $\nu\hat{a}^\dagger$ ), keep it the same ( $\alpha$ ) and reduce it ( $\mu\hat{a}$ ) with the constants  $\mu, \nu, \alpha$  controlled by the strengths of the different frequency components of our laser, which produce each of these terms.

This reservoir engineering Hamiltonian looks difficult to understand on first viewing, but a simple change of perspective allows a great simplification. We can notice that  $\hat{K} \equiv (\nu\hat{a}^\dagger + \alpha + \mu\hat{a})$  taken together is a non-Hermitian operator, just as is the case for  $\hat{a}$ . We can thus think of it as the destruction operator in a new basis of states which is not the standard energy basis. If we perform cooling in this basis, we eventually end up in the ground state of the chosen basis, which is a pure state. What is more, with the reservoir engineering "cooling" in this basis, the state of the system stays in this ground state indefinitely. The question is, are the states we can produce by this method interesting?

In fact the particular form of  $\hat{K}$  which we create in the laboratory produces states which are squeezed or displaced in the oscillator phase space. A squeezed state in position has a reduced uncertainty in position at the expense of an in-

creased uncertainty in momentum. The reduced fundamental uncertainty makes these states interesting candidates for precision sensing. Reservoir engineering allowed us to create some of the largest squeezed state of a single harmonic oscillator in any physical system, with up to 12.3 dB reduction in the wavepacket size. Among the methods we use to characterize these states, one is to produce another interesting quantum state, which we know as ‘‘Schrödinger’s cat’’ states of motion. We apply a force to the atom which depends on its internal state. For an atom starting in spin  $|\downarrow\rangle = (|\leftarrow\rangle + |\rightarrow\rangle)/\sqrt{2}$ , this changes the state to

$$|\psi_s\rangle = (|\leftarrow\rangle + |\alpha\rangle + |\rightarrow\rangle - |\alpha\rangle)/\sqrt{2} \quad (2)$$

where  $\alpha$  is related to the distance the force has pushed the atom along the  $X$  axis, which is linear in the time. As the positions of the two wavepackets separate, the interference between the two spin states  $|\leftarrow\rangle$  and  $|\rightarrow\rangle$  vanishes, and on measuring the spin in the up/down direction we transition from always finding it in  $\uparrow$  to finding it either  $\uparrow$  or  $\downarrow$  with equal probability. To probe a squeezed state, we align the squeezed state reduced or increased uncertainty direction with the force, and observe the effect of this on the interference loss as a function of force time. An example of the result is found in figure 1, showing clearly the faster and slower loss of interference for the squeezed wavepackets relative to a ground state ion [3].

The states created once interference is lost consist of two localized wavepackets at different locations where the latter is entangled with the spin state. If the separation of the locations becomes large, we can consider this as a macroscopic variable which is in superposition - in this sense the position becomes the ‘‘cat’’ while the spin plays the role of the ‘‘atom’’ inside the famous box of Schrödinger’s thought experiment. Our experiments created the largest states of this kind in any system, with the wavepackets separated by 330 nm, large enough to be observed on an optical microscope using the wavelengths of light which we use to image our atoms. Furthermore, our ‘‘cat’’ states have squeezed wavepackets, emphasizing the distinguishability of the wavepackets. The latter may be useful for protecting coherence due to certain types of noise in interferometry experiments using these states [3].

In the experiments described above, we showed the coherence of the superposition shown in  $|\psi_s\rangle$  by reversing the force and looking at the revival of interference between the two spin components as the two separated wavepackets start to overlap again. However we were keen to also demonstrate interference in-situ; ie. while the two wavepackets were separated. In order to do this, we made use of the measurement result performed on the spin in the  $\uparrow/\downarrow$  basis. If the ion is found to be  $\downarrow$ , the ion has scattered lots of photons, and the resulting recoil kicks from the photons scattered destroy the quantum state. However if we don’t detect photons, we deduce that the ion was in  $\uparrow$  without any photons scattered from the ion. This projects the motional state into a superposition

$$|\psi_m\rangle = (|+\alpha\rangle - |-\alpha\rangle)/\sqrt{2} \quad (3)$$

where the atom is superposed at two positions,  $\pm\alpha$ . The quantum interference of these two states is observed by

looking at the occupied energy levels of the harmonic oscillator. Since the superposition  $|\psi_m\rangle$  is odd if you exchange  $+x \rightarrow -x$ , the only energy levels which can be occupied are those with odd parity - these are the odd numbered energy eigenstates. This is seen very clearly in our data for small states, for example a comparison of a mixture of  $|\pm\alpha\rangle$  and the superposition  $|\psi_m\rangle$  is shown in figure 2 [4]. Performing parity measurements using a basis of states displaced to various positions in phase space allows us to construct the Wigner function shown in figure 2, which shows clearly the expected features, two probability maxima centred at  $\pm\alpha$  and the interference fringes at the origin in  $x$ , but oscillating along the momentum direction [4].

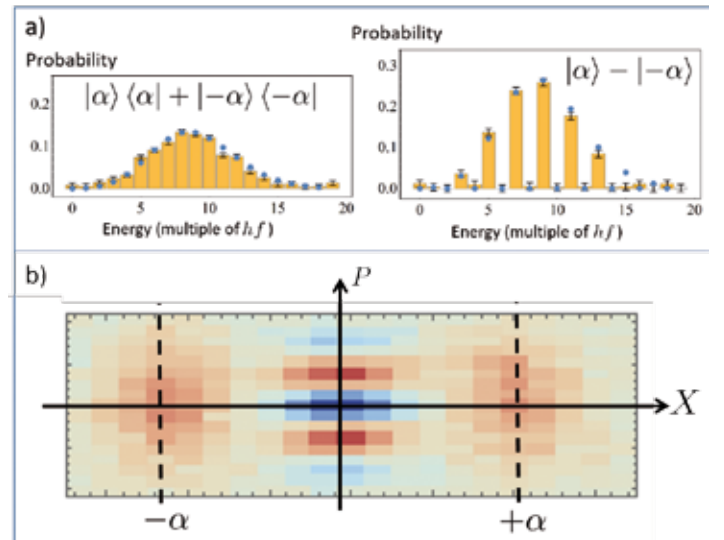


FIG. 2: Interference of separated wavepackets: a) A comparison of the measured energies of the trapped ion oscillator for a mixture of two opposite displacements and (right) the superposition  $|\psi_m\rangle$ . The quantum interference of the two separated oscillator states results in destructive interference of the energy eigenstates with even multiples of  $\hbar f$  above that of the ground state, where  $f$  is the frequency of the oscillator. b) The reconstructed Wigner function of the oscillator, where red shows positive values and blue negative values. Positive peaks are seen centred at  $\pm\alpha$ , but the quantum interference is revealed by the oscillation between positive and negative values along the  $P$  axis.

For the largest states we created, we struggled to obtain data for the energy eigenstate populations which was reliable. This was due to the large number of energy eigenstates which are occupied by these large cat states. However the squeezed Hamiltonian  $\hat{H}_{RE}$  gave us a neat trick for nevertheless recovering the parity. Rather than use the energy eigenstate basis, we used a basis made up of the squeezing operator applied to each energy eigenstate. By aligning the axis of the anti-squeezed quadrature with the cat separation axis, we were able to exponentially reduce the number of occupied Fock states, and thus obtain a clear signal of quantum interference directly on states separated by 230 nm. These are also the largest states of this pure oscillator type which have been measured in any physical system, probing the limits of the size-scales at which quantum mechanical effects have been observed.

The work presented in overview above demonstrates a very high level of control of a trapped ion oscillator, with the desire to push such control further into the mesoscopic regime. We have recently explored further the new types of control produced by engineered Hamiltonians such as  $\hat{H}_{RE}$ , show-

ing complete control of a squeezed Fock basis [5] and also finding a novel role for reservoir engineering in precision sensing [6]. The high level of control demonstrated has also been critical to work on quantum information processing, where we have been able to perform multi-qubit gates on both calcium and beryllium ions with high fidelities, and are starting to stitch together sequences of gates for performing quantum error-correction. Work continues on scaling up these efforts to more ions, including implementing quantum gates by more scalable methods [7] than the standard techniques of pulsing on and off laser beams.

[1] David J. Wineland. Nobel lecture: Superposition, entanglement, and raising Schrödinger's cat. *Rev. Mod. Phys.*, 85:1103–1114, Jul 2013.

[2] D. Kienzler, H.-Y. Lo, B. Keitch, L. de Clercq, F. Leupold, F. Lindenfölsner, M. Marinelli, V. Negnevitsky, and J. P. Home. Quantum harmonic oscillator state synthesis by reservoir engineering. *Science*, 347(6217):53–56, 2015.

[3] H.-Y. Lo, D. Kienzler, L. de Clercq, M. Marinelli, V. Negnevitsky, B. Keitch, and J. P. Home. Spin-motion entanglement and state diagnosis with squeezed oscillator wavepackets. *Nature*, 521:336–339, 2015.

[4] D. Kienzler, C. Flühmann, V. Negnevitsky, H.-Y. Lo, M. Marinelli, D. Nadlinger, and J. P. Home. Observation of quantum interference between separated mechanical oscillator wave packets. *Phys. Rev. Lett.*, 116:140402, Apr 2016.

[5] D. Kienzler, H.-Y. Lo, V. Negnevitsky, C. Flühmann, M. Marinelli, and J. P. Home. Quantum harmonic oscillator state control in a squeezed fock state basis. *arXiv*, (1612.05570), 2016.

[6] D. Kienzler, C. Flühmann, H.-Y. Lo, V. Negnevitsky, M. Marinelli, and J. P. Home. Dissipative sensing using engineered reservoirs. In preparation.

[7] Ludwig E. de Clercq, Hsiang-Yu Lo, Matteo Marinelli, David Nadlinger, Robin Oswald, Vlad Negnevitsky, Daniel Kienzler, Ben Keitch, and Jonathan P. Home. Parallel transport quantum logic gates with trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 116:080502, Feb 2016.

With this article, we close the 2016 selection of plenary talks. The next series with the talks from our joint annual meeting 2017 in Genève will appear in the *SPG Mitteilungen* no. 53, after the conference.

## Information from the European Physical Society (EPS)

*Christophe Rossel, EPS President*

One can read in many reports that Europe's leaders are not expecting a smooth ride in 2017 after a year marked by political upheaval, extremist attacks, unchecked immigration, and a rising military instability worldwide. Britain is struggling with its Brexit, America has inaugurated a new and surprising president. Election in the Netherlands, France and Germany will certainly be important factors for the European political stability in this New Year. At least one good news for us is that Switzerland has retrieved the full association to the entire Horizon 2020 program since 1<sup>st</sup> Jan. 2017.

Well, let's have a look back at some of the highlights of the EPS in the second part of 2016. Since 1<sup>st</sup> Oct. 2016 EPS has a new policy officer in its Brussels' office, Walter van Doninck, Belgian particle physicist recently retired from CERN. His role is to develop our point of presence in Brussels and enhance our interaction with the EU commission (EC) and other stakeholders. To help with this task the newly created EPS Advisory Board on Science Policy (ABSP) with six highly recognized members, met on 14<sup>th</sup> Dec. in Geneva with Rolf Heuer, president of the DPG and member of the European Science Advisory Mechanism (SAM). Also present was our new EPS president-elect Rüdiger Voss from CERN, who was elected during the extraordinary Council in Mulhouse on 14<sup>th</sup> Oct. An important step in the EPS engagement in Brussels is also our participation to the new Open Science Policy Platform (OSPP) established to propose recommendations on Open Science Policy to the EC. Indeed the EC's vision of Commissioner Carlos Moedas for Europe is summarized by the three 'O's: Open Innovation, Open Science and Open to the World. The first OSPP meeting took place on 19<sup>th</sup> Sept., the second one on 9<sup>th</sup> Dec. EPS will continue its collaboration with the European Association for Chemical and Molecular Sciences (EuChemS) and is preparing a joint policy workshop on 'Solar Energy

for a circular Economy' for the members of the European Parliament in 2017. With our Energy Group and the support of our consultant on EU affairs, Luc Van Dyck, EPS has also submitted a contribution to the Interim Evaluation of Horizon 2020 with a specific focus on the Societal Challenge 'Clean, Safe and Efficient Energy'.

Some other relevant activities are listed here: on 27<sup>th</sup> Oct. 2016 the 7<sup>th</sup> EPS Forum Physics and Society was organized in London on the topic 'Getting the Diversity Balance Right in Physics'. On 9<sup>th</sup> Nov. the Institute for Advanced Study in Princeton (USA) was formally celebrated as the second joint EPS-APS historic site, after the Einstein House in Bern in 2015.

A Quantum Computing Experience event was organized at the IBM Research Laboratory in Rüschlikon on 21<sup>st</sup> Nov. 2016 for Swiss Physics students and members of the EPS Young Minds (YM) sections of the EPFL and ETHZ. The YM program aimed to recruit future researchers in physics, foster leadership amongst young physicists and develop outreach activities is very successful. Started in 2010, it consists today of about 40 sections in 21 countries.

Let me mention also the Special Activity Fund of EPS, created last year to support various projects on physics for development as well as to finance activities in developing countries, specifically in Africa. One recent example is a project in Morocco aimed in assembling solar kits and delivering light in remote areas and presented at COP22 Marrakech in Nov. 2016. Donation to this Fund are welcome. More information can be found under [www.eps.org](http://www.eps.org).

News about EPS are freely available in e-EPS, the monthly newsletter, and in Europhysics News (EPN), the magazine of EPS. In the last edition of EPN 47 5/6 a special issue on nuclear fusion and plasma physics is certainly worth being read.

# Small machines with great potential

## The Chemistry Nobel Prize 2016

Karl-Heinz Ernst \*, Empa, Swiss Federal Laboratories for Materials Science and Technology

The Nobel Prize for Chemistry 2016 was awarded by the Royal Swedish Academy of Sciences to **Jean-Pierre Sauvage**, **J. Fraser Stoddard** and **Ben Feringa** for the development of molecular machines. The three researchers designed molecules with subunits that move relative to each other in a controlled manner. Some of their molecules can, for example under influence of light, fulfill work. The laureates laid the foundation for nanoscopic motors, like molecular escalators, molecular muscles and nanocars and are considered as founders of a new field in chemistry. Their functional molecules are believed to have a large potential and it is expected that they become useful some day in nanomedicine or as intelligent materials.

### Tiniest machines known

Molecular motors are omnipresent in the biological world. The motor protein kinesin, for example, transports vesicles through the cell by 'walking' along microtubules, which represent the cytoskeleton of the cell. As fuel serves adenosine triphosphate (ATP), inducing the restructuring in the motor protein needed for the walking motion as well as for adhesion of the kinesin 'feet' to the microtubules. Other examples for motor proteins in eukaryotic cells are dynein, for transport along the microtubules into the opposite direction than kinesin, and myosin, causing the motility needed for muscle function. Inspired by nature's molecular motors, chemists strive for synthetic approaches towards molecular machines that are able to perform work at the nanoscale. Like machines of the macroscopic world, molecular machines are built up by several interacting elements, which altogether fulfill a certain kind of work. These little structures can be – when triggered by light or electricity – driven to perform different actions. So far, synthetic molecular machines have not left the stage of fundamental research, but theoretically their potential for applications at the nanoscale seems remarkable. However, the challenges to reach such goal some day are tremendous.

### Moving molecules

A first important step in the field of molecular motors was taken by Jean-Pierre Sauvage of Université Strasbourg, France, when he established a new route to synthesize catenanes [1]. The ring-like subunits of these molecules are not connected by covalent chemical bonds, but are intertwined (*catena* lat. for chain, see Figure 1a). Catenanes had been known before, but Sauvage and coworkers lowered drastically the effort needed for obtaining these compounds and increased substantially the yield. They connected a ring-like unit with a crescent-shaped molecule *via* copper ions and had the ends of the 'crescent' reacting with another crescent-shaped unit in order to close the second ring. Chan-

ging the redox state of the Cu ions induced then a relative movement of the rings [2].

Around 1990, the group of John Fraser Stoddard in Sheffield (UK) designed molecular shuttles based on the class of rotaxanes. These are intertwined molecules, containing a dumbbell-shaped part that sticks in a molecular ring (Figure 1b). Changing the redox state of aromatic parts at the ring and the axle of the dumbbell caused again a relative motion between both parts of the rotaxane.

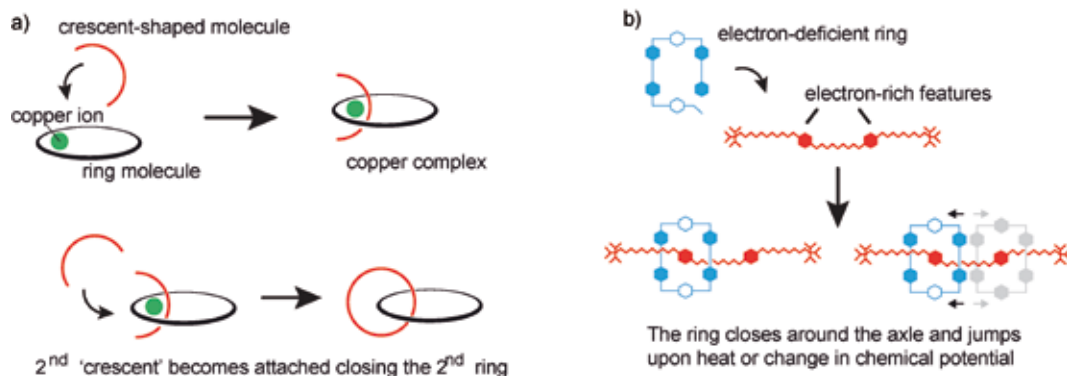


Figure 1. Sketch of catenane and rotaxane synthesis and rearrangement upon stimulus. (© Johan Jarnestad, The Royal Swedish Academy of Sciences)

Shortly after the turn into the new millennium, Sauvage and Stoddard presented advanced examples based on rotaxanes, including reversible linear stretching, mimicking muscle action [3] or a nanoescalator (Figure 2) [4].

### Molecular revolution: around and around and around and ...

During the 1990ies, it was Ben Feringa at the University Groningen, NL, who introduced the first molecular rotor [5]. The concept based on a C=C double bond that connected two parts, which suffered steric overcrowding because of bulky groups. Due to its electronic structure this molecule would prefer a planar configuration, but the overcrowding causes a helical shape, introducing a 'ratchet' into the molecule (Figure 3). Driven by light, one part rotates against the other. Usually this happens with equal probability clockwise or counterclockwise, but Feringa's clever concept introduced unidirectional rotation due to two steps that are included in the rotation. That is, the electronic excitation of the molecule by light is followed by a thermally induced vibronic step. The electronic excitation causes a so-called *cis-trans isomerization*, involving opening and closing of the double bond and rotation of the two units until stopped for steric reasons. However, a subsequent stretching vibration of the

\* The author holds a position as *Distinguished Senior Researcher* at Empa and is *honorary professor* at the University of Zurich.

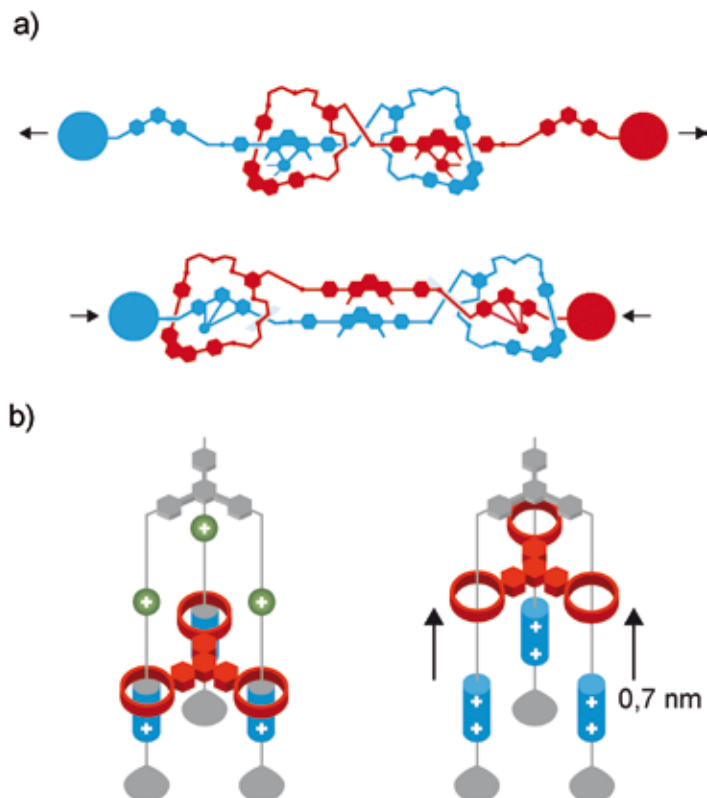


Figure 2. (a) Extension and contraction of a rotaxane-based 'molecular muscle'. (b) Schematic representation of a rotaxane-based 'elevator'. (© Johan Jarnestad, The Royal Swedish Academy of Sciences).

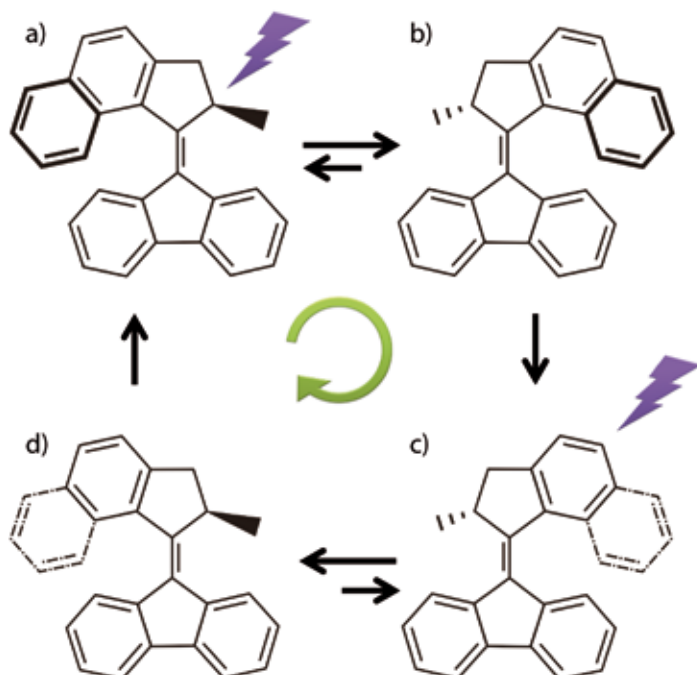


Figure 3. Principle of a Feringa rotor. A molecular system undergoes a cis-trans inversion upon irradiation at the C=C bond between two parts of a molecule, which leads to a stereochemically less-favored state. This one is released thermally; vibrations – in particular the C=C stretch vibration – allows a relaxation into a state which is identical to the initial state [a] and c) are related by rotation of the entire molecule by 180°]. Dashed bonds represent molecular parts behind the paper plane, bold bonds above the paper plane.

double bond caused another partial rotation with a substantial lower barrier into forward direction. Overall, this double step caused a rotation of 180°, which – based on the design

– can be identical to the initial state. Performing this double step twice, a complete revolution of the rotor is achieved.

Feringa's group went on to improve this concept, including speeding up the rotation. The climax of the concept, however, became realized as the so-called nanocar. Feringa's group synthesized a molecule that involved four rotor units connected to a single molecular chassis. Careful design of the stereochemistry of the rotors led to identical senses for all rotor revolutions. Driven by electrons emanating from the tip of scanning tunneling microscope, the molecule performed unidirectional translational motion on a copper surface (Figure 4) [6].

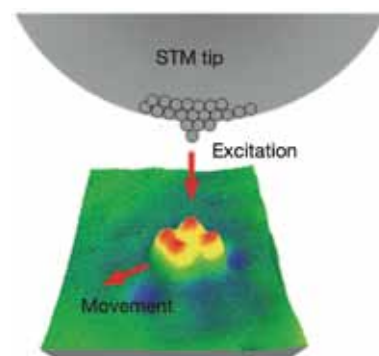


Figure 4. Excitation of Feringa's nanocar by inelastic electron tunneling in a scanning tunneling microscope (from reference [6]).

### A personal involvement

As the 2009 president of the prestigious Stereochemistry Bürgenstock Conference, Ben Feringa invited the author to give a presentation about his research on various aspects of molecular surface chirality, which also comprised molecular dynamics induced by inelastic electron tunneling and scanning tunneling microscopy. After my talk Ben asked me over a beer at the bar if we could shine UV-light into our instrument in order to show unidirectional motion of a molecule containing four rotor units. I denied that we were able to perform light-induced experiments at that stage, but proposed to excite the molecule with electrons instead. Being focused on light, Ben seemed to hesitate, but having a beer again at the very same place a year later, we finally agreed to try it with electrons. Ben sent us Tibor Kudernac from Groningen, who spent three months in our lab as visiting scientist. He perfectly teamed up with Manfred Parschau, a senior staff scientist in my group. Tibor finally succeeded and brought proof of concept that the nanocar undergoes – fuelled by electrons – unidirectional motion on the surface. After being published as cover story in *Nature* in 2011, the nanocar got large attention in the media throughout the world – a hype that returned to us in October in 2016 [7].

### References

- [1] C. O. Dietrich-Buchecker, J. P. Sauvage, J. P. Kintzinger, *Tetrahedron Lett.* **1983**, *24*, 5095.
- [2] A. Livoreil, C. O. Dietrich-Buchecker, J. P. Sauvage, *J. Am. Chem. Soc.* **1994**, *116*, 9399.
- [3] M. C. Jimenez, C. Dietrich-Buchecker, J. P. Sauvage, *Angew. Chem. Int. Ed.* **2000**, *39*, 3284.
- [4] J. D. Badjic, V. Balzani, A. Credi, S. Silvi, J. F. Stoddart, *Science* **2004**, *303*, 1845.
- [5] N. Koumura, R. W. J. Zijlstra, R. A. van Delden, N. Harada, B. L. Feringa, *Nature* **1999**, *401*, 152.
- [6] T. Kudernac, N. Ruangsupapichat, M. Parschau, B. Maciá, N. Katsonis, S. R. Harutyunyan, K. H. Ernst, B. L. Feringa, *Nature* **2011**, *479*, 208.
- [7] For the media coverage see [www.empa.ch/mss](http://www.empa.ch/mss).

# The Nobel Prize in Physics 2016

Gian Michele Graf, Theoretische Physik, ETH Zürich

The Physics Nobel Prize 2016 was bestowed upon three theoretical physicists, **David J. Thouless**, **F. Duncan M. Haldane**, and **J. Michael Kosterlitz**. The citation reads "for theoretical discoveries of topological phase transitions and topological phases of matter".

Several accounts of their results have been written, among them of course the document [1] released by the Royal Swedish Academy on the occasion of the Prize, but also the article [21] in the magazine of the EPS, which is delivered to all members of the SPS.

The present scope is different and perhaps more limited, in that we focus on a presentation of the results which warranted the Prize, while going at quite some length in explaining them in a way that is hopefully understandable to physicists of all kinds. On the other hand we shall dwell only selectively on the impact those works had and still have. More about that is found in the references just mentioned, as well as in the review [11] and in recent articles [14, 12, 22, 24] in the *SPG Mitteilungen*.

## The XY-model and the Kosterlitz-Thouless phase transition

The achievement of Kosterlitz and Thouless applies to a number of models in statistical mechanics in dimension 2, through which it became clear that superfluidity and superconductivity are possible in that dimension, though not being associated with a spontaneously broken symmetry, as they are in higher dimensions. (Though we do not enter on the relation with experiments, we cannot refrain from mentioning the work of Martinoli [18].)

Here we will focus on just one such model, which is simpler than others. The XY-model is a classical ferromagnetic spin model. The system consists of spins, one at each point of a lattice. A single spin is planar, like a compass needle, and the interaction is invariant under a common rotation of all of them. Each spin is actually given by a unit vector  $\vec{s}$  which points in any direction of the plane, or equivalently by the corresponding angle  $\theta$  (see Fig. 1, left).

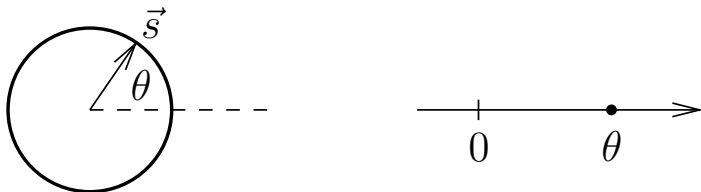


Figure 1: Left: A single spin of the XY-model. It is important that the angles  $\theta$  and  $\theta + 2\pi$  represent the same configuration  $\vec{s}$ . Right: The unwound spin becomes an unbounded real variable. Note that the real axis is simply connected, unlike the circle.

The Hamiltonian, i.e. the total energy of the system, is

$$H = -J \sum_{\langle x,y \rangle} \vec{s}_x \cdot \vec{s}_y = -J \sum_{\langle x,y \rangle} \cos(\theta_x - \theta_y), \quad (1)$$

where  $\vec{s}_x$  is the spin at the lattice site  $x$  and the sum ranges over pairs  $\langle x,y \rangle$  of nearest neighbors. The coupling  $J > 0$  favors alignment between spins. The lattice should be finite

(say, of sides of length  $L \gg a$  with  $a$  the lattice spacing) in order for the energy  $H$  to be so too, though it is ultimately the infinite lattice we have in mind. The model is defined for arbitrary dimension  $d$  of the lattice, which is *a priori* unrelated to the dimension 2 of the plane hosting the spin, but the result honored with the Prize is specific to  $d = 2$ .

Some digression is in order before that result, let alone the reason thereof, can be stated. Because of the rotational symmetry the system has many groundstates, each of them consisting of all spins pointing in one common but arbitrary direction,  $\theta_x = \theta$ . In any of those states, the direction of the spin at any site can be inferred from that at any other, arbitrarily distant site (long-range order), the two being in fact equal. Moreover, any groundstate breaks the symmetry since it singles out a particular direction,  $\theta$ , which may serve as a label distinguishing between them (spontaneous symmetry breaking). But not so at positive temperature, no matter how small! Let us spell this out (Mermin-Wagner Theorem [20]): Even if the spins  $\theta_x$  at boundary sites  $x$  were prescribed to point in one same direction  $\theta$ , a spin at a site well inside the lattice would still point in all directions with almost equal probabilities.

Let us go as far as to give a heuristic rationale of this background result too, since it will prove useful later. (It will by the way also rightly suggest that in  $d = 3$  spontaneous symmetry breaking *does* persist at moderate positive temperatures.) The energy of small fluctuations about one of the above groundstates is well approximated by

$$H = \frac{J}{2} \sum_{\langle x,y \rangle} (\theta_x - \theta_y)^2, \quad (2)$$

as seen by expanding the cosine and then dropping an additive constant, which is independent of the field configuration and hence irrelevant. Unlike (1), the expression is no longer invariant under a  $2\pi$ -shift of the angle at one site. The degrees of freedom  $\theta_x$  have thus factually been replaced by those seen on the r.h.s. of Fig. 1. The model admits an electrostatic interpretation which is best seen in the continuum (or long-wavelength) approximation. There the Hamiltonian becomes

$$H = \frac{J'}{2} \int (\nabla\theta)^2 d^d x \quad (3)$$

with  $J' = Ja^{2-d}$ ; so, if  $\theta(x)$  is viewed as the electric potential, whence  $-\nabla\theta$  as the electric field, then  $H$  is the electrostatic energy.

In  $d = 3$  ( $d = 2$ ) the potential outside of a ball (resp. disk) of charge  $Q$  and radius  $R$  is

$$\theta(x) = \frac{Q}{4\pi r}, \quad (d = 3); \quad \theta(x) = -\frac{Q}{2\pi} \log \frac{r}{R}, \quad (d = 2) \quad (4)$$

with  $r = |x|$ . (The relevance of this field configuration for the lattice model (2) is limited to  $R \gtrsim a$ , with the lattice spacing  $a$  serving as a lower cutoff for distances.) Let us compare this with the elementary relation  $Q = CV$ , where  $C$  is the capacitance of the ball, or disk, and  $V$  is the potential difference to spatial infinity, i.e.  $V = Q/4\pi R$  and  $V = \infty$  in the two cases at

hand. We so see that  $C$  is finite in  $d = 3$  (in fact,  $C = 4\pi R$ ), but vanishes in  $d = 2$ , and we conclude that, in the first case, it takes a strictly positive minimal energy  $E = CV^2/2$  to create a finite field  $\theta(x) = V$  in a finite region of space (in fact, growing with its extension  $R$ ), but also that the cost of the same fluctuation is arbitrarily small in the second case, no matter how extended it is. We will stick to the case  $d = 2$ .

What matters more than the energy cost is, at positive temperature  $T > 0$ , the cost in *free energy*

$$F = E - TS,$$

where  $S = k \log N$  is the entropy associated to the number  $N$  of fluctuations (of energy  $E$ ) affecting a given site well inside the lattice. Since  $S > 0$  is growing with the extension  $R$  of the fluctuation, whereas  $E = 0$ , we get  $F \ll -kT$  and it becomes clear that the system favors extended random fluctuations, thus obliterating at that given site any influence of the boundary value of the field. In the case of the XY-model that restores the rotational symmetry in the thermal average.

Though there is no long-range order, as just seen, there is quasi-long-range order. In the case of the unwound models (2, 3) that feature is expressed by the correlations

$$\langle \exp i(\theta_x - \theta_y) \rangle = \langle \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle \propto |x - y|^{-kT/2\pi J} \quad (5)$$

at large separations  $x - y$  between points. Here  $\langle \cdot \rangle$  denotes the thermal average, wherein field configurations  $\theta$  are weighted by the usual Boltzmann factor  $\exp(-H[\theta])$ . (Equation (5) is derived quite easily, since by (2) or (3) the average results in a Gaussian integral.) The point to be noticed is that the correlations decay by a power law, and thus fairly slowly, and they do so throughout the phase, meaning for a whole range of temperatures (here  $T > 0$ ). By contrast, most often correlations decay exponentially in absence of long-range order, whereas power-law decay is limited to critical temperatures corresponding to phase transitions.

Let us finally return to the XY-model, where the correlations are given as  $\langle \vec{s}_x \cdot \vec{s}_y \rangle = \langle \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle$ . Based on the analogy with the models (2, 3), one would guess the same behavior as in Eq. (5). But not quite so! The truth, compellingly established by Berezinskii [5], Kosterlitz and Thouless [16], entails a phase transition: There is a critical temperature  $T_c > 0$  such that

$$\langle \vec{s}_x \cdot \vec{s}_y \rangle \propto \begin{cases} |x - y|^{-kT/2\pi J}, & (T < T_c), \\ e^{-|x - y|/\xi}, & (T > T_c), \end{cases}$$

where  $T' = T'(T)$  is a renormalized temperature with  $T'/T \rightarrow 1$  as  $T \rightarrow 0$ , and  $T'/T \rightarrow \infty$  as  $T \uparrow T_c$ ; moreover  $\xi = \xi(T/J)$  defines the correlation length with  $\xi \rightarrow \infty$  as  $T \downarrow T_c$ , and  $\xi \rightarrow 0$  as  $T \rightarrow \infty$ .

The result says that, in comparison with the models with unwound spin, the quasi-long-range order survives only at low enough temperatures. The reason of the discrepancy is that those models sweep it under the rug that the spin is actually a periodic variable (see Fig. 1, left). In more detail it has to do with vortex configurations (see Fig. 2, left) and given by  $\theta_x = \alpha + \arg x$ , which is the direction of the site  $x$  in polar coordinates, rotated by some angle  $\alpha$ . That configuration is slowly varying with  $x$  away from the origin if viewed as a configuration of the XY-model, where  $\theta_x$  is understood up

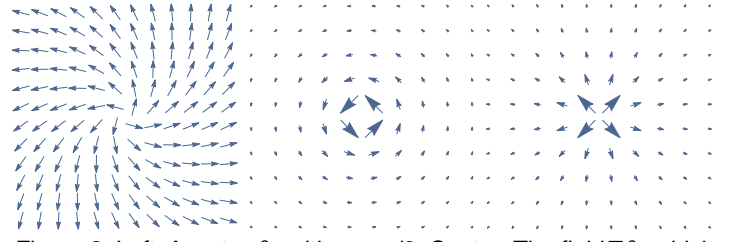


Figure 2: Left: A vortex  $\theta_x$  with  $\alpha = \pi/6$ . Center: The field  $\nabla\theta$ , which has circulation  $2\pi$  and is not a gradient. Right: The field  $(\nabla\theta)_\perp$  with vectors rotated by  $\pi/2$ .

to multiples of  $2\pi$ . As a result, the energy densities  $(\theta_x - \theta_y)^2$  seen in (2), and likewise in (3), remain accurate for large  $r = |x|$ , those being local expressions in  $x$ . (This is true, although the same configuration  $\theta_x$  is not smooth in the sense of the unwound model (2), since a unique assignment of  $\arg x$  requires introducing a discontinuity cut.)

The gradient  $\nabla\theta_x$  which, as noticed, isn't one globally, equals  $1/r$  in magnitude and points in azimuthal direction (see Fig. 2, center). Let us turn the vectors pointwise and clockwise by  $90^\circ$  and then denote them by  $(\nabla\theta_x)_\perp$  (see Fig. 2, right). The move does not affect the energy density,  $(\nabla\theta_x)^2 = (\nabla\theta_x)_\perp^2$ , yet results in an honest gradient field,  $(\nabla\theta)_\perp = -\nabla(\theta_\perp)$ , (as any radial, rotationally symmetric field is) where  $\theta_\perp = -\log(r/a)$  is in fact the electric potential of a quantized charge  $Q = 2\pi$ , cf. (4). Based on the electrostatic analogy we conclude that the energy of two vortices (of core size  $a$ ) of opposite circulation is

$$E = 2\pi J \log \frac{l}{a},$$

when they are a distance  $l$  apart. Incidentally, the divergence for  $l \rightarrow \infty$  implies that (twice) the energy of a lone vortex is infinite.

Let us consider the low-temperature phase and ask: How large does a system (or the size  $L$  of a subsystem) have to be, so that it likely contains a vortex pair of given separation  $l$ ? This will happen roughly as soon as the energy cost and the entropy gain break even,  $F = 0$ . We qualitatively have

$$F = E - TS \approx 2\pi J \log \frac{l}{a} - kT \log \frac{L^2 l}{a^3}$$

because the number of ways  $N = \exp(S/k)$  of placing the pair results from that of picking its midpoint ( $\sim (L/a)^2$ ) and its orientation ( $\sim l/a$ ). The condition yields

$$L/l = (l/a)^\alpha, \quad (\alpha = \pi J/kT - 3/2).$$

When  $T$  is small ( $\alpha \gg 1$ ),  $L/l$  grows fast with  $l/a$ , meaning that vortex pairs are all the rarer the larger their separation is. As  $T$  grows and  $\alpha$  decreases, the suppression of large pairs weakens. Finally, when  $\alpha \rightarrow 0$  we have  $L/l \approx 1$ , which means that vortex pairs of all sizes are now abundant, heralding the onset of a new, high-temperature phase. In summary: For  $T < T_c$  the system is populated by vortex pairs, which grow in density and separation with  $T$ . Like dipoles in a medium they affect (or renormalize) its dielectric constant. As  $T$  approaches  $T_c$  the vortices, or the charges of the dipoles, break loose; for  $T > T_c$  they screen each other (Debye screening) with some screening length  $\xi$ , decreasing in  $T$ .

It must though be said that the above is in essence a very compelling scenario, but not a proof. It is thus comforting

to know that McBryan and Spencer [19] and Fröhlich and Spencer [6] turned much of the above story into theorems. It is, perhaps, a little surprising that this is not mentioned in the document [1] of the Royal Swedish Academy.

### Quantum antiferromagnets and gapped spin phases

The prime example of a quantum antiferromagnet is the Heisenberg spin chain. Each spin has quantum number  $s = 1/2, 1, 3/2, \dots$ , meaning that the spin vector  $\vec{S}$  satisfies  $\vec{S}^2 = s(s+1)$ . The Hamiltonian is

$$H = \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} \quad (6)$$

and formally resembles (1) except for the antiferromagnetic coupling ( $J = -1$ ). A basic question about the model is as to whether there is a strictly positive minimal energy to pay for exciting the system above its groundstate (a *gap* for short). In the classical case, which corresponds to  $s = \infty$ , there is no gap, as can be seen by an expansion in small fluctuations similar to (3). True, that expression was derived for a ferromagnet, but that is of no importance because the two situations are connected by the transformation  $\vec{S}_i \mapsto -\vec{S}_i$  applied at every other site (staggering). Quantum-mechanically however that sign flip is not allowed, because it conflicts with the commutation relation  $[S_x, S_y] = i\hbar S_z$ . In the quantum realm things might thus be different, but need not. Actually in the extreme quantum case,  $s = 1/2$ , the model is also gapless, as known from the Bethe ansatz. Common belief was that the same would hold true at all intermediate values of  $s$ . Haldane formulated [9, 8] a conjecture, now named after him, that in light of the above is quite surprising: Chains with half-integer spin are gapless, but those with integer spin are gapped.

Evidence of the sort Haldane gave can be presented here only in very sketchy terms: It rests on a path-integral formulation, which is a representation in terms of classical paths, thus allowing for a comparison between the quantum groundstate and the classical one, which is staggered. This manifests itself in two ways. First, the (classical) paths contribute different (quantum) phases depending on spin, somehow in the same way that turning a single spin by  $2\pi$  contributes a sign only for half-integer spin. Second, staggering remains allowed, though with the effect that phase differences (not sums) between neighboring spins matter. They give rise to a so-called topological term in the action, on top of its classical expression.

Note that ultimately it is the spin chain of *integer* spin, i.e. the case where the above (quantum) sign effect is *absent*, which is apparently at variance with classical behavior. This may seem puzzling. The better viewpoint however is that for antiferromagnets the comparison should be done with a classical spin chain at *positive* temperature (which has a gap), because the quantum system has fluctuations even in its groundstate in view of the non-commuting spin components.

Evidence of a completely different kind was provided for  $s = 1$  by Affleck, Kennedy, Lieb and Tasaki [2], who considered Hamiltonians depending on a parameter,

$$H = \sum_i (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} + \alpha (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1})^2), \quad (7)$$

that generalize (6) but are supposed to behave the same way for moderate values of the parameter  $\alpha$ . Remarkably, for  $\alpha = 1/3$  the model is solvable, as we momentarily explain. Let us recall that two spins  $s = 1$  add up to a spin  $\vec{S}_1 + \vec{S}_2$  with quantum number among  $S = 0, 1, 2$ . Let  $P^{(S)}$  denote the projection onto the corresponding subspace of their joint Hilbert space. Then

$$H = \sum_i \left( \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} + \frac{1}{3} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1})^2 + \frac{2}{3} \right) = 2 \sum_i P_{i+1}^{(2)}. \quad (8)$$

This simply follows from  $(\vec{S}_1 + \vec{S}_2)^2 = \vec{S}_1^2 + \vec{S}_2^2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$  by using  $\vec{S}_i^2 = 2$  and the values  $S(S+1)$  of the l.h.s. associated with the different projections  $P^{(S)}$ ; the coefficients on the l.h.s. of (8) are chosen in such a way that only  $S = 2$  survives.

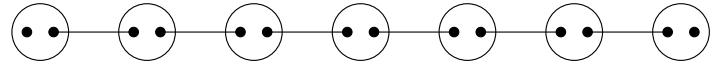


Figure 3: Each dot, line, and circle represents a spin 1/2, a singlet pair, and the projection constraining two spin 1/2's into a spin 1 (after [2]).

The model is antiferromagnetic in that it penalizes maximal spin alignment ( $S = 2$ ). Moreover it has an explicit eigenstate of zero energy, which must be a groundstate because the Hamiltonian is a sum of (positive) projections. The construction of that state goes as follows: Each spin  $\vec{S}_i$  can be thought of as the sum of a pair of spins 1/2, subject to the constraint that they add up to  $S = 1$ , not  $S = 0$  (see Fig. 3). We can however postpone that constraint, since the corresponding projection commutes with the Hamiltonian. Two neighboring spin 1's now involve four spin 1/2's. The middle two are put into a singlet state ( $S = 0$ ), whence all four spins have  $S = 1$  at most. In particular the state is annihilated by the projections in (8). Finally, the constraint projection is applied to the state, which remains an eigenstate with eigenvalue 0.

In a semi-infinite chain the unpaired spin 1/2 at the one remaining end of the chain provides an example of fractionalization, since all the fundamental degrees of freedom are spin 1's. It also accounts for a 2-fold degeneracy of the groundstate. In the (two-sided) infinite chain the groundstate is unique and, more importantly, gapped as proven in [2]. The main reason is that the Hamiltonian is free of frustration, meaning that the groundstate minimizes all terms on the r.h.s. of (8) one by one.

### The integer quantum Hall effect and Chern numbers

The fundamental discovery of the integer quantum Hall effect by von Klitzing has been recounted many times since 1980. We shall thus be brief (for more see e.g. [3]). In a slab, subjected to a (strong) out-of-plane magnetic field and traversed by a (weak) in-plane current, a voltage drop in the direction transverse to both is observed (Hall effect, 1879).

The remarkable fact seen in two-dimensional electron gases at temperatures below 2K is that the value of the Hall conductance deviates from the classical behavior:

It is *quantized*, meaning that

$$\sigma_H = n \frac{e^2}{2\pi\hbar}, \quad (9)$$

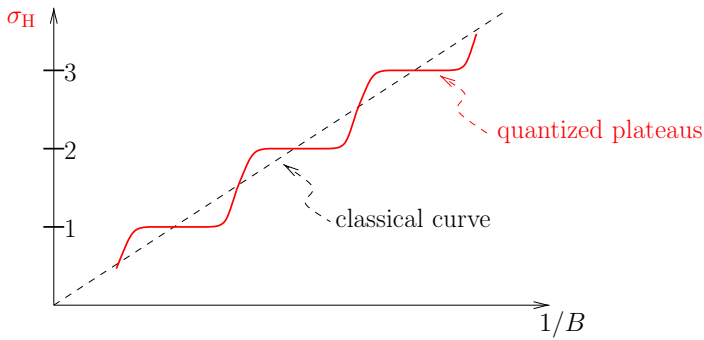


Figure 4: The Hall conductance in natural units  $e^2/h = 1$  as a function of the (inverse) magnetic field (qualitative behavior).

where  $n$  is an integer, and moreover constant within a part in  $10^9$  throughout some sizable range of values of the magnetic field (plateau), as shown in Fig. 4; at the same time the longitudinal voltage drop vanishes. The effect is seen in very clean, yet not perfect, samples, in which case the width of the plateaus would actually vanish.

Quite a few arguments have been put forward in order to explain this phenomenon, as well as the even more challenging fractional quantum Hall effect, where  $n$  is replaced by a rational number. (We won't say anything about the latter, except mentioning in passing the work of Fröhlich, see e.g. [7]). Common to early discussions of the integer case is the single-particle picture (but not much more than that), whence the many-body groundstate is obtained by filling states with electrons up to the Fermi level. Some of those arguments may at first sight even look unrelated to one another, whereas others recognizably lie on a logical path, along which the understanding is freed step by step from details that are peculiar to specific models and at the same time tied to more fundamental and general mathematical concepts. This has certainly played a role in the later formulation of the Haldane model [10], because it was by then clear that the breaking of time-reversal invariance was essential, more than a positive magnetic field.

But let's proceed by order: Laughlin's argument [17] is based on a (general) gauge argument and on Landau levels, which constitute the peculiar energy spectrum of an electron that is free except for being subjected to a magnetic field. In one of the works [25] for which Thouless was awarded the Prize, he and his coauthors computed  $\sigma_H$  by applying linear response theory, aka the Kubo formula (another general principle), to electrons exposed to a periodic potential (on top of the magnetic field) describing the crystalline solid. This is far from just being a feature included for "added realism"; it rather led them to place the quantization of  $\sigma_H$  in the general frame of Bloch band theory. The formula they derived for the integer is

$$n = \sum_m \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathbb{T}} (\langle \partial_{k_1} \psi_{mk} | \partial_{k_2} \psi_{mk} \rangle - \langle \partial_{k_2} \psi_{mk} | \partial_{k_1} \psi_{mk} \rangle) d^2 k, \quad (10)$$

where  $k = (k_1, k_2)$  is the quasi-momentum ranging over the Brillouin zone  $\mathbb{T}$  (a torus), Bloch bands are labeled by  $m$ , and Bloch states denoted by  $\psi_{mk}(x)$  and normalized as functions of  $x$  in the unit cell; moreover  $\partial_{k_i}$  is short for  $\partial/\partial k_i$  and the sum ranges over filled bands only. In particular, the Fermi level is supposed to lie in a band gap (band insulator).

It is worth at this point to warn from a pitfall: The integrand is the curl of the vector field  $A(k) = \langle \psi_{mk} | \nabla_k \psi_{mk} \rangle$  (or, more polishedly, the curvature of the Berry connection), whence

upon applying Stokes' theorem one is tempted to conclude that  $n$  vanishes, because the torus has no boundary at all. What saves the day is this: The state  $|\psi_{mk}\rangle$  is unique only up to a phase, as it is commonplace in quantum mechanics. Changing that phase, even depending on  $k$ , does not change the integrand, nor hence  $n$ . It remains however to be seen whether there is a smooth choice  $|\psi_{mk}\rangle$  for  $k$  ranging over *all* of the torus, as opposed to just patches sufficing the purpose of Eq. (10). If not,  $A(k)$  isn't globally defined in  $k$  and the above argument is luckily flawed. As a matter of fact, in absence of magnetic field, such an overall smooth choice is possible (and somehow constructed in any introductory textbook on solid state physics) and in line with  $n = 0$  in (9). In its presence however,  $n$  measures the obstruction to such a choice.

Not surprisingly, that integer was abstractly known before to mathematicians as a homotopy invariant (Chern number) of *vector bundles*, a fact that was quickly noticed [4, 15]. It pays to use that concept further, since it is visually appealing.

Intuitively a vector bundle looks like a comb with teeth densely arranged along the shaft. Slightly more mathematically, the shaft is replaced by a manifold of arbitrary dimension  $d$  (think of a curve or a surface), called the base space, and the teeth are real or complex vector spaces  $E_k$  of common dimension  $r$ , called fibers, which depend continuously on the point  $k$  of the base space. The collection of all fibers makes the vector bundle  $E$ . For instance the (complex) vector bundle underlying (10) has the torus  $\mathbb{T}$  as base space ( $d = 2$ ) and the linear span of the Bloch states  $|\psi_{mk}\rangle$ , ( $m = 1, \dots, r$ ) as fiber over  $k$ , where  $r$  is the number of filled bands.

Let us investigate vector bundles beginning with a simple example: The Möbius strip (see Fig. 5, left), viewed as consisting of (real) lines ( $r = 1$ ) arranged along the circle ( $d = 1$ ). It is intuitively non-trivial because of the twist. We however need a precise definition, which does not rely on the strip being embedded in the ambient space and which can be generalized later. It goes as follows: Start from a point on the circle, pick a vector in its fiber, and extend that choice continuously all the way around the circle (see Fig. 5, right), the only condition being that the vectors shall not vanish anywhere, not even at the endpoints of the interval, which are in a sense awaiting to be glued back to a circle. Since the vectors there, say  $v^-$  and  $v^+$ , belong to the same 1-dimensional fiber, we have  $v^+ = tv^-$  with some factor  $t \neq 0$ . Had we done the exercise with a trivial (untwisted) strip, we would now have  $t > 0$  and we could modify the vectors along the interval so as to end up with  $t = 1$  and therefore with a *globally* continuous choice on the circle. But not so for the Möbius strip, where we visibly get  $t < 0$  and the condition  $t \neq 0$  prevents any deformation from reaching  $t = 1$ .

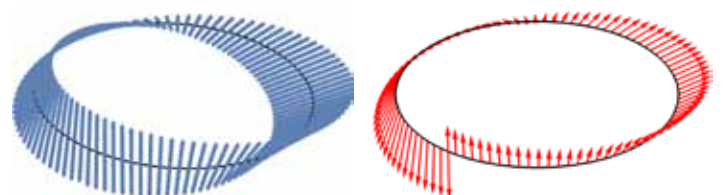


Figure 5: Left: The Möbius strip as a vector bundle with the circle as base space. Right: A nowher vanishing vector interpolating between  $v$  and  $v^+$  (see text).



Figure 6: Left: The circle with coordinate  $k_1$ . Center: Cylinder and circles at its ends. Right: Torus obtained by gluing ends. (The base spaces are displayed, but not the fibers.)

A closely related example is obtained by replacing the lines with *complex* vector spaces, but still of dimension  $r = 1$ . In this case  $t$  is a complex number and the stated condition no longer prevents the deformation to  $t = 1$ , exhibiting the bundle as trivial. The point is that the removal of the origin from the complex plane does not disconnect it, unlike the real line.

A further modification is by increasing the dimension  $r$  of the complex vector space. The appropriate investigative tool is no longer a nowhere vanishing vector, but a frame  $(v_1, \dots, v_r)$  of vectors, i.e. a basis of the fiber, which continuously depends on the base point (for  $r = 1$  this is the same thing as before). When joining endpoints we get  $v_i^+ = \sum_{j=1}^r t_{ij} v_j^-$  with a complex  $r \times r$ -matrix  $T = (t_{ij})$  relating the two bases of the same fiber (transition matrix). As such,  $\det T \neq 0$ . Any such matrix can be deformed to the unit matrix,  $T = \mathbb{1}$ , whence the bundle remains trivial. In the next move, let us change the dimension of the base space by fattening the circle to a cylinder (see Fig. 6, left and center). Any vector bundle above it remains trivial, since we only made continuous changes.

At last we come back to the torus, which is obtained from the cylinder by gluing the two circles at its ends (see Fig. 6, right). Along them, one of the coordinates  $k = (k_1, k_2)$  is fixed, say  $k_2$ , while  $k_1$  is running once around the loop. We so get a transition matrix  $T(k_1)$  depending on  $k_1$ . The question is no longer whether each of them can individually be deformed into the unit matrix, which it can, but whether the loop  $k_1 \rightarrow T(k_1)$  can be deformed into the trivial one,  $k_1 \rightarrow \mathbb{1}$ . It not always can! Indeed, the map  $k_1 \rightarrow \det T(k_1)$  represents a loop in the complex plane that avoids the origin. As such it may or may not wind around it. Its winding number,  $n$ , is the *Chern number* of the vector bundle, this being the same number that Eq. (10) computes.

To see this it is enough to consider a single band, thus dropping the index  $m$ . We are entitled, as we just saw, to use Stokes' theorem on the cylinder obtained by inserting a cut into the torus (see Fig. 6, right). The boundary then consists of two oppositely oriented copies of the circle  $S$ . We obtain

$$n = \frac{1}{2\pi i} \int_S A_i |^\pm dk_i,$$

where  $A$  is as before and  $f|^\pm$  denotes the difference of  $f$  at matching points on the two circles. There we have  $|\psi_k\rangle^+ = t(k_i) |\psi_k\rangle^-$  with some complex number  $t(k_i)$  of unit modulus (phase). Then  $A_i |^\pm = \langle \psi_k | \partial_{k_i} \psi_k \rangle |^\pm = \dot{t} (dt/dk_i)$  and  $n$  is indeed the winding number of the phase.

### Further developments, outlook, and conclusions

Among the three topics discussed in this article, it is the last one which has seen the strongest development in recent years, one in fact which may warrant further Nobel Prizes. Kane and Mele [13] literally brought a new twist to the story, by showing that even time reversal-invariant systems could

harbor topological features, at least in the case of a time-reversal map  $\Theta$  with  $\Theta^2 = -1$ , as appropriate to electrons and more generally to fermions. The Chern number (10) vanishes for those systems, i.e. that they are trivial in the sense discussed above. They may however not be so within their own class, meaning that their vector bundles may not be deformable into one another if time-reversal invariance is enforced along the way, too. There is also an index which tells inequivalent bundles apart. Unlike the Chern number however, it just takes two values,  $\pm 1$  (or 0 and 1, depending on conventions). The original definition thereof was given in terms of a Pfaffian, but a pictorial account can be given as well.

To do so, let us first return briefly to the Chern number. Consider, as done before, the transition matrix  $T(k_1)$  as  $k_1$  runs along the seam joining the ends of cylinder. Without loss of generality, that matrix may be assumed to be unitary, so that its eigenvalues are points on the unit circle of the complex plane. Like the matrix  $T(k_1)$  itself, the eigenvalues change with  $k_1$ , but return to their original values as  $k_1$  runs from 0 to  $2\pi$ , completing the loop (see Fig. 7, left). It takes a moment's thought to see that the Chern number, i.e. the winding number of  $\det T(k_1)$ , can be read off as the number of eigenvalues that cross any fiducial line; more precisely, each crossing contributes  $\pm 1$  depending on its direction.

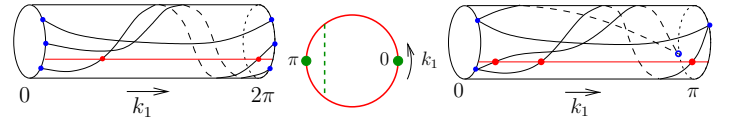


Figure 7: Left: (Chern number) The eigenvalues as functions of  $k_1 \in [0, 2\pi]$  (loop) plotted as points on the unit circle. Note that they are the same (in blue) at both endpoints. As a result, the **number of signed crossings** is independent of the height of the fiducial line (in red). Center: The circle with coordinate and the link between  $k_1$  and  $-k_1$ . Right: (Kane-Mele index) The eigenvalues as functions of  $k_1 \in [0, \pi]$  (half-loop). Note that eigenvalues pair up at endpoints. As a result, the **parity of the number of crossings** is independent of the height of the fiducial line.

The index devised by Kane and Mele is similarly described. Time-reversal sends the point  $(k_1, k_2)$  of the torus to  $(-k_1, -k_2)$ , while the symmetry requires that frames at the two points are related to one another (with details omitted). The original question is sharpened by asking whether there is a global choice of frames enjoying the symmetry. The investigation proceeds as before, but with a difference: On the seam  $k_2 = \pm\pi$  the transition matrix  $T(k_1)$  still links the frames at  $(k_1, -\pi)$  and at  $(k_1, \pi)$ , but now they are in turn related by symmetry to those at  $(-k_1, \pi)$  and at  $(-k_1, -\pi)$ , respectively. Therefore, the matrices  $T(k_1)$  and  $T(-k_1)$  must determine each other, as indicated by a dashed line in Fig. 7, center. In particular the upper half of the loop teaches us all there is to learn from the full one. (As an example, the Chern number indeed vanishes, because during the lower half of the loop the eigenvalues just backtrack the motion they had during the upper half.) At the point  $k_1 = 0$  of the loop (and likewise at  $k_1 = \pi$ ) the dashed line represents a constraint on the matrix  $T(0)$  itself; it states, as it turns out, that its eigenvalues are even degenerate (see Fig. 7, right), which is a manifestation of Kramers degeneracy. The Kane-Mele index can then be read off from the figure as the parity of the number of crossings. As a playful remark, the figures in Fig. 7 (right and left) may be interpreted as choreographies of round dances, with  $k_1$  in the role of time and the curves in that of worldlines of

dancers. The one on the right e.g. corresponds to a dance known as "rueda de casino", where dancers are supposed to pair up at the ends, but are often free in between. The rueda is thus endowed with a Kane-Mele index!

Schnyder et al. [23] pointed out that time-reversal symmetry is not the only one allowing for a finer classification; in fact particle-hole symmetry, as well as the product of both, do so too. Moreover the classification depends on the dimensionality of the material and is eventually summarized in the so-called periodic table of topological insulators and superconductors (for a review, see [11]). To conclude it may suffice to say that many more developments, both theoretical and experimental, have occurred in recent years, such as Majorana boundary states just to name another one, and more will surely follow.

## References

- [1] The Royal Swedish Academy. The Nobel prize in physics 2016 - Advanced information. Nobelprize.org. Nobel Media AB 2014. Web. 28 Jan 2017.
- [2] I. Affleck, T. Kennedy, E. H. Lieb, and H. Tasaki. Rigorous results on valence-bond ground states in antiferromagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 59:799, 1987.
- [3] J. E. Avron, D. Osadchy, and R. Seiler. A topological look at the quantum Hall effect. *Physics Today*, 56:38, 2003.
- [4] J. E. Avron, R. Seiler, and B. Simon. Homotopy and quantization in condensed matter physics. *Phys. Rev. Lett.*, 51:51, 1983.
- [5] V. L. Berezinskii. Destruction of long-range order in one-dimensional and 2-dimensional systems possessing a continuous symmetry group, i. Classical systems. *Sov. Phys. JETP*, 32:493, 1972.
- [6] J. Fröhlich and T. Spencer. The Kosterlitz-Thouless transition in two-dimensional abelian spin systems and the Coulomb gas. *Comm. Math. Phys.*, 81:527, 1981.
- [7] J. Fröhlich and E. Thiran. Integral quadratic forms, Kac-Moody algebras, and fractional quantum Hall effect. An ADE-O classification. *J. Statist. Phys.*, 76:209, 1994.
- [8] F. D. M. Haldane. Continuum dynamics of the 1-d Heisenberg antiferromagnet - identification with the O(3) non-linear sigma-model. *Physics Letters A*, 93:464, 1983.
- [9] F. D. M. Haldane. Nonlinear field theory of large-spin Heisenberg antiferromagnets: Semiclassically quantized solitons of the one-dimensional easy-axis Néel state. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1153, 1983.
- [10] F. D. M. Haldane. Model for a quantum Hall effect without Landau levels: Condensed-matter realization of the "parity anomaly". *Phys. Rev. Lett.*, 61:2015, 1988.
- [11] M. Z. Hasan and C. L. Kane. Colloquium. *Rev. Mod. Phys.*, 82:3045, 2010.
- [12] G. Jotzu, M. Messer, R. Desbuquois, M. Lebrat, T. Uehlinger, and T. Esslinger. Studying band-topology with ultracold fermions in an optical lattice: Experimental realisation of the haldane model. *SPG Mitteilungen*, Nr. 47, S. 22 (2015).
- [13] C. L. Kane and E. J. Mele.  $Z_2$  topological order and the quantum spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 95:146802, 2005.
- [14] J. Klinovaja, P. Stano, and D. Loss. Exotic states at the edge: Majorana fermions and parafermions. *SPG Mitteilungen*, Nr. 43, S. 31 (2014).
- [15] M. Kohmoto. Topological invariant and the quantization of the Hall conductance. *Ann. Phys.*, 160:343, 1985.
- [16] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems. *J. Phys. C*, 6:1181, 1973.
- [17] R. B. Laughlin. Quantized Hall conductivity in 2 dimensions. *Phys. Rev. B*, 23:5632, 1981.
- [18] P. Martinoli and C. Leemann. Two dimensional josephson junction arrays. *J. Low Temp. Phys.*, 118:699, 2000.
- [19] O. A. McBryan and T. Spencer. On the decay of correlations in SO(n)-symmetric ferromagnets. *Comm. Math. Phys.*, 53:299, 1977.
- [20] N. Mermin and H. Wagner. Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or 2-dimensional isotropic Heisenberg models. *Phys. Rev. Lett.*, 17:1133, 1966.
- [21] B. Nienhuis and K. Schoutens. Physics Nobel Prizes 2016: Topology in condensed matter physics *Europhys. News*, 47(5-6):16, 2016.
- [22] C. P. Scheller, B. Braunecker, D. Loss, and D. M. Zumbühl. Spontaneous helical order of electron and nuclear spins in a Luttinger liquid. *SPG Mitteilungen*, Nr. 44, S. 23, (2014).
- [23] A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki, and A. W. W. Ludwig. Classification of topological insulators and superconductors in three spatial dimensions. *Phys. Rev. B*, 78:195125, 2008.
- [24] R. Süssstrunk and S. D. Huber. Topological mechanics: Topology's route to applications? *SPG Mitteilungen*, Nr. 50, S. 26 (2016).
- [25] D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale, and M. den Nijs. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential. *Phys. Rev. Lett.*, 49:405, 1982.
- [26] The figure on the cover page represents the Hall conductance of graphene (honeycomb lattice) as a function of Fermi level (horizontal) and magnetic field (vertical). Warm (cold) colors stand for positive (negative) values. The figure is taken from Agazzi et al., *J. Stat. Phys.* 156, 417426 (2014). A similar picture for the square lattice is in: D. Osadchy and J. E. Avron, *J. Math. Phys.* 42, 5665 (2001).

## Kurzmitteilung der SATW

### TecNight an der Kanti Wohlen – ein unvergesslicher Abend



An der Kanti Wohlen versammelten sich für einmal nicht nur Junge, sondern auch Ältere.

Rund 1500 Personen besuchten am 9. Dezember 2016 die TecNight an der Kanti Wohlen. Rund 50 Referentinnen und

Referenten aus Hochschulen und Unternehmen nahmen ihre Gäste auf eine Reise in die Welt der Technik mit. In vielen Referaten und Science Talks ging es um Alltagsthemen, zum Beispiel um Brückenbau, Handystrahlen, Cyber Risiken oder Gotthard-Basistunnel. An diese Referate werden sich die Besucherinnen und Besucher bestimmt erinnern, wenn sie das nächste Mal über eine Brücke gehen, mit dem Handy telefonieren, ein Passwort eingeben oder ins Tessin reisen werden.

#### Technik geht uns alle an

Als Konsumenten, Stimmbürger und Berufsleute treffen wir immer wieder Entscheide, die mit Technik zu tun haben. Deshalb geht die Technik uns alle an. Die TecNight ist eine Initiative der SATW und soll das Verständnis sowie das Interesse rund um Technik fördern.

Beatrice Huber, SATW

Bildnachweis: Franz Meier / SATW

# History of Physics (17)

## Einstein in 1916: “On the Quantum Theory of Radiation”

Norbert Straumann, Uni Zürich

### Introduction

A peak in Einstein’s endeavor to extract as much information as possible about the nature of radiation from the Planck distribution is his paper “On the Quantum Theory of Radiation” of 1916 [1]<sup>1</sup>. In the first part he gives a derivation of Planck’s formula which has become part of many textbooks on quantum theory.

This part of the paper is now considered as the theoretical foundation of the laser, that was technically realized almost half a century later.

In the second part of his fundamental paper, Einstein discusses the exchange of momentum between atoms and radiation by making use of the theory of Brownian motion. Using a truly beautiful argument, which will be presented below, he shows that in every elementary process of radiation, and in particular in spontaneous emission, an amount  $h\nu/c$  of momentum is emitted in a random direction and that the atomic system suffers a corresponding recoil in the opposite direction.

This recoil was first experimentally confirmed in 1933 by showing that a long and narrow beam of excited sodium atoms widens up after spontaneous emissions have taken place [2]. Einstein’s paper [1] ends with the following remarkable statement concerning the role of “chance” in his description of the radiation processes by statistical laws, to which Pauli [3] drew special attention:

*“The weakness of the theory lies, on the one hand, in the fact that it does not bring us any closer to a merger with the undulatory theory, and, on the other hand, in the fact that it leaves the time and direction of elementary processes to ‘chance’; in spite of this I harbor full confidence in the trustworthiness of the path entered upon.”*

### Derivation of the Planck distribution

In his novel derivation of the Planck distribution, Einstein added the hitherto unknown process of induced emission<sup>2</sup>, next to the familiar processes of spontaneous emission and induced absorption. For each pair of energy levels he described the statistical laws for these processes by three coefficients (the famous  $A$ - and  $B$ -coefficients) and established two relations between these coefficients on the basis of his earlier correspondence argument in the classical Rayleigh-Jeans limit and Wien’s displacement law. In addition, the latter implies that the energy difference  $\varepsilon_n - \varepsilon_m$  between two internal energy states of the atoms in equilibrium with thermal radiation has to satisfy Bohr’s frequency condition:

$$\varepsilon_n - \varepsilon_m = h\nu_{nm}.$$

Einstein was very pleased by this derivation, about which he wrote on August 11, 1916 to Besso: “An amazingly simple

derivation of Planck’s formula, I should like to say **the derivation**” (CPAE, Vol. 8, Doc. 250).

In Dirac’s 1927 radiation theory these results follow – without any correspondence arguments – from first principles.

### Brownian motion of an atom in the thermodynamic radiation field

In the second part, which Einstein regarded in his paper as more important, he investigates the exchange of momentum between atoms and radiation by studying the Brownian motion of molecules in the thermodynamic radiation field. A molecule experiences thereby two types of forces:

- A systematic drag force  $Rv$ , where  $v$  is the velocity of the molecule, that leads in a small time interval  $(t, t + \tau)$  to the momentum change  $Rv\tau$ .
- An irregular change of momentum  $\Delta$  in the time  $\tau$ , due to fluctuations of the radiation pressure.

In thermal equilibrium the following equation holds:

$$\langle (Mv - Rv\tau + \Delta)^2 \rangle = \langle (Mv)^2 \rangle.$$

Assuming that  $\langle v \cdot \Delta \rangle = 0$  we obtain the important relation, repeatedly used by Einstein in his earlier work on Brownian motion,

$$\langle \Delta^2 \rangle = 2R\langle Mv^2 \rangle \tau = 2RkT\tau. \quad (1)$$

### Calculation of the friction $R$

The computation of  $R$  is not simple. For interested readers we present the details of Einstein’s instructive calculation, thereby including some flesh of his profound investigation. (Others may prefer to jump directly to the simple result, given in equation (3) below.)

The moving atom (molecule) sees an anisotropic radiation field. The friction force is the result of absorption and induced emission processes<sup>3</sup>. Let  $K$  be the rest system of the radiation field, with respect to which the radiation intensity is isotropic. With  $K'$  we denote the rest system of the atom. Let  $S$  denote the partition sum

$$S := g_n e^{-E_n/kT} + g_m e^{-E_m/kT} + \dots$$

for the energies  $E_n$  and degeneracies  $g_n$  of the atom. The fraction of time in the state  $n$  is equal to  $g_n e^{-E_n/kT} / S$ , and similarly for the state  $m$ . Therefore, the number of absorptions  $n \rightarrow m$  per unit time into the solid angle  $d\Omega'$  is equal to

$$\frac{1}{S} g_n e^{-E_n/kT} B_m^n \rho_{\nu_0}' \frac{d\Omega'}{4\pi}, \quad \nu_0 = \frac{E_m - E_n}{h},$$

where  $\rho_{\nu}$  denotes the energy density of the radiation as a function of frequency  $\nu$ . Correspondingly, for induced emission  $m \rightarrow n$  the number is

<sup>1</sup> The paper was first published in: *Physikalische Gesellschaft Zürich. Mitteilungen* 18 (1916): 47-62. The same paper was received 3 March and published 15 March 1917 in: *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917): 121-128.

<sup>2</sup> Einstein’s derivation shows that without assuming a non-zero probability for induced emission one would necessarily arrive at Wien’s instead of Planck’s radiation law.

<sup>3</sup> The spontaneous emission has in the average no preferred direction, and therefore does in the average not transmit momentum to the atom.

$$\frac{1}{S} g_m e^{-E_m/kT} B_m^n \rho_{\nu_0}^1 \frac{d\Omega'}{4\pi}.$$

With Einstein's relation  $g_m B_m^n = g_n B_m^n$  from the first part of the paper, the momentum transfer per unit time in the x-direction is

$$-Rv = \frac{h\nu_0}{c} \frac{1}{S} g_n B_m^n (e^{-E_n/kT} - e^{-E_m/kT}) \times \int \rho_{\nu_0}^1(\theta', \varphi') \cos \theta' \frac{d\Omega'}{4\pi}.$$

**Calculation of  $\rho_{\nu_0}(\theta', \varphi')$**

With elementary calculations one can prove the following Lorentz invariance

$$\frac{\rho_{\nu'}}{\nu'^3} = \frac{\rho_\nu}{\nu^3}.$$

(This follows more directly from the fact that  $\rho(\nu)$  is proportional to  $\nu^3$  times the Lorentz invariant distribution function  $f$ .) Using also the Doppler shift to first order in  $v/c$ :  $\nu = \nu'(1 + \frac{v}{c} \cos \theta')$ . This gives

$$\rho_{\nu'} \simeq (1 + \frac{v}{c} \cos \theta')^{-3} \rho_{[1 + \frac{v}{c} \cos \theta']\nu'},$$

thus

$$\begin{aligned} \rho_{\nu_0}^1 &\simeq \left[ \rho_{\nu_0} + \left( \frac{\partial \rho_\nu}{\partial \nu} \right)_{\nu_0} \nu_0 \frac{v}{c} \cos \theta' \right] \left( 1 - 3 \frac{v}{c} \cos \theta' \right) \\ &\simeq \rho_{\nu_0} + \frac{v}{c} \cos \theta' \left[ \nu_0 \left( \frac{\partial \rho_\nu}{\partial \nu} \right)_{\nu_0} - 3 \rho_{\nu_0} \right]. \end{aligned}$$

To first order in  $v/c$  we obtain

$$\begin{aligned} \int \rho_{\nu_0}^1 \cos \theta' \frac{d\Omega'}{4\pi} &= -\frac{v}{c} \left[ \rho_{\nu_0} - \frac{1}{3} \nu_0 \left( \frac{\partial \rho_\nu}{\partial \nu} \right)_{\nu_0} \right] \\ &= \frac{v}{c} \left[ \frac{\nu^4}{3} \frac{\partial}{\partial \nu} \left( \frac{\rho_\nu}{\nu^3} \right) \right]_{\nu=\nu_0}. \end{aligned}$$

Writing  $\nu$  instead of  $\nu_0$ , we arrive at

$$R = \frac{h\nu}{c^2} \frac{1}{S} g_n B_m^n e^{-E_n/kT} (1 - e^{-h\nu/kT}) \times \left[ -\frac{\nu^4}{3} \frac{\partial}{\partial \nu} \left( \frac{\rho_\nu}{\nu^3} \right) \right].$$

For the Planck distribution we obtain

$$R = \frac{1}{3} \left( \frac{h\nu}{c} \right)^2 \frac{1}{kT} \frac{g_n}{S} e^{-E_n/kT} B_m^n \rho_\nu. \quad (2)$$

Note that  $(g_n/S) e^{-E_n/kT} B_m^n \rho_\nu$  is the number of absorptions per unit time. Since this is equal to 1/2 times the number  $Z$  of elementary processes (induced and spontaneous emissions plus absorptions) per unit time, we find for the friction force the simple result:

$$R = \frac{1}{3} \left( \frac{h\nu}{c} \right)^2 \frac{1}{2kT} Z. \quad (3)$$

**Interpretation**

Using this in (1) we arrive at the crucial relation

$$\langle \Delta^2 \rangle = \left( \frac{h\nu}{c} \right)^2 \langle \cos^2 \vartheta \rangle_s Z \tau. \quad (4)$$

From classical electrodynamics (and experience) we know that to a pencil of light with energy  $\varepsilon$  belongs a momentum  $\varepsilon/c$  in the direction of the light beam. From this Einstein concluded that the atom receives in an absorption process the momentum  $(E_m - E_n)/c$  in the direction of the infalling radiation, and in an induced emission process the same momentum in the opposite direction. The crucial relation (4) then implies that *spontaneous* emission must also be directed in such a way that for every elementary process of radiation an amount  $h\nu/c$  of momentum is emitted in a random direction, and that the atomic system suffers a corresponding recoil in the opposite direction. "There is no radiation in spherical waves" <sup>4</sup>, Einstein adds.

Einstein regarded this conclusion as the main result of his paper. In a letter to Michele Besso he states:

*"With this, the existence of light-quanta is practically assured."* <sup>5</sup>

Two years later he added:

*"I do not doubt anymore the reality of radiation quanta, although I still stand quite alone in this conviction."*

We conclude with the following interesting remark of Einstein to O. Stern:

*"Ich habe hundertmal mehr über Quantenprobleme nachgedacht, als über die allgemeine Relativitätstheorie."*

**References**

- [1] Einstein, A. On the Quantum Theory of Radiation, CPAE, *The collected papers of Albert Einstein*, Edited by J. Stachel et al., Vols. 1-12. Princeton: Princeton University Press, 1987-2010; Vol. 6, Doc. 38.
- [2] Frisch, R. (1933) Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes. *Zeitschrift für Physik*, 86, 42-48.
- [3] Pauli, W. (1949) Einstein's contributions to Quantum Theory. In *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, edited by P. A. Schilpp. Illinois: The Library of Living Philosophers.

Noch eine allgemeine Bemerkung soll hier Platz finden. Fast alle Theorien der Temperaturstrahlung beruhen auf der Betrachtung der Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Molekülen. Aber im allgemeinen begnügt man sich mit der Betrachtung des Energie-Austausches, ohne den Impuls-Austausch zu berücksichtigen. Man fühlt sich dazu leicht berechtigt, weil die Kleinheit der durch die Strahlung übertragenen Impulse es mit sich bringt, daß letztere gegenüber anderen bewegungserzeugenden Ursachen in der Wirklichkeit fast stets zurücktreten. Aber für die theoretische Betrachtung sind jene kleinen Wirkungen neben den ins Auge fallenden der Energieübertragung durch Strahlung als durchaus gleichwertig anzusehen, indem Energie und Impuls aufs engste miteinander verknüpft sind; es kann deshalb eine Theorie erst dann als berechtigt angesehen werden, wenn gezeigt ist, daß die nach ihr von der Strahlung auf die Materie übertragenen Impulse zu solchen Bewegungen führen, wie sie die Wärmetheorie verlangt.

*The last paragraph from Einstein's original paper (from [1]).*

<sup>4</sup> "Ausstrahlung in Kugelwellen gibt es nicht".

<sup>5</sup> "Damit sind die Lichtquanten so gut wie gesichert" (6. September 1916).

## Physicists in Industry (3)

Our third interview partner is Dr. Reto Holzner, a laser specialist who also developed and applied smart physical concepts e.g. for exploring oil fields. Currently he is engaged by combining regenerative energy sources with decentralized energy storage systems, a promising solution not only for Switzerland.

BB

### Physics Career between curiosity driven research and leading edge applications Reto Holzner (IMES Management AG)

**Q: Reto, during your career you worked with larger companies and with SMU. What were the main differences? What do you recommend to physics students?**

**RH:** Working with an SMU or even starting one certainly is an exciting experience. You are more personally involved in the every day business both in physics and in company matters. Your decisions are of more importance than in the case of a larger company, both in positive and negative directions, and the timescale on which ideas can be realized is usually very short due to flat communication structures. A large company provides usually more job security and the

availability of financial means for projects is better than in a SMU. It is probably not a bad idea to join an established company right after University education in order to learn about business habits, especially concerning legal issues. However, before you get too adapted to the daily routine, change to or found a small company but only together with an excellent team.

**Q: You changed in the past the field from Nonlinear Laser Dynamics to Laser based Communications, to Seismic Array Metrology and now to Regenerative Energies. Obviously only a physicist can cover successfully those different action fields. What were your motivations, the questions and what were the achievements?**

**RH:** Dealing with nonlinear dynamics was completely curiosity driven. It was the time when Benoît Mandelbrot published his famous mathematical curiosities related to fractals. I was fascinated to realize how simple systems can show such complex and unforeseeable behaviour. Thanks to the support of a visiting professor at our Physics Institute with whom I collaborated during the last phase of my thesis about "Nuclear Magnetic Resonance Laser", I could extend this work to real lasers as a post doc down under in New Zealand. There we also worked towards Bose-Einstein Condensation. After my post doc time I was offered an appointment as associate professor back at my University in Switzerland.

Nevertheless after about ten years of successful and pleasant research work, an exciting opportunity turned up to develop a laser based communication system between geostationary satellites. So I joined the company "Contraves Space", later part of RUAG AG and continued part of the work of R. Czichy, who had just left a few months before<sup>1</sup>. After successful completion of the project, unfortunately the "communication bubble" just burst and the follow-on project which would have tested the system in space was stopped.

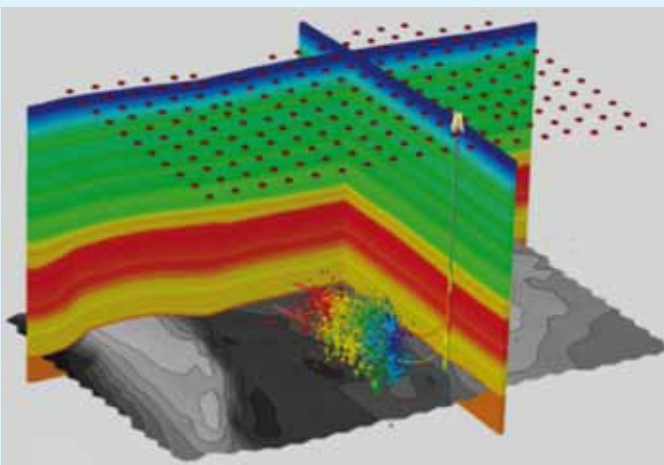
**Q: And how did you react?**

**RH:** Just at that time I was asked to help to build up a company for using seismic background noise to identify geological structures which may contain oil or gas.

*Our idea was to use arrays of seismographs or geophones sensitive to the noise spectrum between 0.01 to 30 Hz, which is typical for most oil or gas containing geological structures worldwide. We significantly reduced the measurement efforts, but improved the detection probability by introducing and developing so called "time reverse spectroscopy TRS" (see Infobox 1), which impressed big oil companies. We*

#### Seismic investigations

Naturally occurring seismic background noise, also called microseism, can interact with geological layers and according to their properties (density, viscosity, damping, fluid content) the spectrum as well as the wave propagation direction can be influenced. Astonishingly, by far the strongest microseism sources are oceanic waves hitting the shores. They produce seismic signals at a frequency of about 0.1 Hz which can easily be measured everywhere, even far inland of a continent. If the seismic signals are recorded simultaneously at the surface by an array of seismographs or geo-microphones the scattering source can be located by "time reverse spectroscopy", a technique which has been developed by our company "Spectraseis" which is now incorporated in "esg solutions". (<https://www.esgsolutions.com/technical-resources/microseismic-knowledgebase/time-reverse-imaging-tri>).



The picture shows arrays of sensors monitoring the acoustical noise emitted by cavities filled with a oil gas mixture. This phased array technology allows to locate the cavity. Picture source: <https://www.esgsolutions.com/oil-and-gas/hydraulic-fracture-mapping-and-monitoring>

<sup>1</sup> <http://www.sps.ch/artikel/physiker-in-der-industrie/optical-space-communication-information-transfer-from-point-to-point-reinhard-h-czichy-synopta-gmbh-st-gallen-2/>

## CO<sub>2</sub> neutral energy cycle based on methanol

The idea of a methanol based energy economy goes back to George A. Olah who received the Nobel Price for Chemistry in 1994. CO<sub>2</sub> can be taken from the air where the abundance is about 400 ppm. By a catalytic process CO<sub>2</sub> can be combined with H<sub>2</sub> to form Methanol (CH<sub>3</sub>OH). H<sub>2</sub> is produced from water by electrolysis using regeneratively produced electrical current. Methanol can easily be stored over a long period of time at ambient conditions similar to gasoline. Methanol is a very versatile energy storage medium and can be used as basic feedstock for the chemical industry, as fuel for cars as well as to produce electricity and heat. It releases its stored chemical energy when burned leaving CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O as the only exhausts to the environment from where the components can again be recovered in order to close the CO<sub>2</sub> neutral energy circle.



Picture Source: <http://www.marktspiegel.ch/branchen-news/artikel/methanol-minikraftwerk-ging-ans-netz-der-wwz/>

started the company with three people and built it up to the size of thirty. Then we installed a "proper" management with professional experience in the oil business, which allowed me to look for new opportunities.

**Q: Then you moved into the business of regenerative energies, a field with a lot emotional discussions in the public. What were the drivers? New concepts?**

**RH:** The production of regenerative energies by photovoltaic and wind installations suffers from their strong fluctuation rate which requires fast and efficient energy storage techniques, especially in the lowest voltage grid system. A central storage is problematic since the fluctuations destabilize the net and need complicated control mechanisms. Therefore it is wiser to implement decentralized, autarkic and CO<sub>2</sub> neutral energy systems (see Infobox 2). Autarkic means that surplus energy, which is produced during summer e.g. by photovoltaic or wind technologies, is locally stored to be used in winter. The energy is stored e.g. as chemical energy in synthetically produced methanol. Burning methanol to water and CO<sub>2</sub> yields 5 kWh per liter, which is 50% of that of Diesel. On the other side the catalytic synthesis of methanol needs CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>, which is obtained from the electrolytic dissociation of water by the surplus energy in summer. Such autarkic systems can be locally installed and directly coupled to the photovoltaic installation. The required technologies are more or less available and there are no big political, legal and financial obstacles if the local community can decide.

**Q: What do you recommend generally and especially for Switzerland?**

**RH:** Building up such decentralized, autarkic and CO<sub>2</sub> neutral energy systems as soon as possible, e.g. now. The

existing energy infrastructure can be reduced accordingly as such systems grow on a natural timescale, not only in Switzerland but world wide. Switzerland is ideal for pioneering such developments due to its high educational as well as financial and democratic standards. Once the first systems work here, Switzerland can export them world wide. This brings not only economic benefits but may also help to reduce energy related conflicts world wide. And certainly it bans global warming.

**Reto Holzner** (\*1954) got his PhD at the Physics Department of the University of Zürich. After his Post Doc time at the Otago University, Dunedin, New Zealand, he came back to the University of Zürich and became Associate Professor for Experiments and Theories in Nonlinear Dynamics and Laser Physics.

Later he changed to industry where he had positions in several companies:

- Contraves Space AG, Zürich: Project Manager: Laser based communication link between geostationary satellites
- Huber + Suhner AG, Pfäffikon: R&D Senior Scientist: Communication systems based Microwave and Laser components
- Spectraseis Technology AG, Zürich: CSO (Chief Scientific Officer): Hydrocarbon detection based on low frequency seismic array measurements
- IMES Management AG (International Management & Engineering Services), Cham: CSO (Chief Scientific Officer)

In total he has more than 20 years of experience in industrial and academic R&D management.

# Physik Anekdoten (20)

## Leonardo daVinci und die Uhren

Fritz Heiniger, Gärbigässli 2, CH-3812 Wilderswil

### Zusammenfassung

Der vielseitig interessierte Renaissance-Künstler Leonardo daVinci<sup>1</sup> hat sich auch mit Uhren und Zeitmessung auseinandergesetzt<sup>2</sup>. Im Codex Madrid I sind mindestens 60 Skizzen, Zeichnungen und Textstellen enthalten, die sich direkt oder indirekt auf den Bau von Uhren beziehen. Leonardo charakterisiert dabei nicht nur den Stand des Wissens seiner Zeit, sondern erfindet auch eigene Mechanismen. Seine vielfältigen Beschäftigungen mit mechanischen Elementen und sein fundamentales Verständnis für deren Funktion, führen ihn nach einigen Erfahrungen auch zum Entwurf von mittels Schwerependel geregelten Uhren. Ob er solche Uhren wirklich gebaut oder durch Handwerker hat ausführen lassen, ist nicht bekannt. Auf jeden Fall hat er aber sämtliche hierfür erforderlichen Bauteile gekannt, teilweise selbst weiterentwickelt und ist so als Visionär auch im Bereich der Zeitmessung seiner Epoche vorausgeeilt<sup>3</sup>. Der eigentliche Durchbruch des Prinzips der Pendeluhr erfolgt allerdings erst mit den Arbeiten des Niederländers Christian Huygens über 150 Jahre später.

### 1. Einleitung

Älteste mechanische Uhren (sog. Räder- oder Waaguhren) sind seit dem 13. Jahrhundert bekannt. Diese Uhren funktionieren nach folgendem Prinzip (siehe Fig. 1): Die Waag oder das Foliot<sup>4</sup> besteht aus einem auf einer Spindel waagrecht gelagerten Waagbalken, dessen Schwingungsdauer durch verschiebbare Gewichte verändert werden kann. An der Spindel sind zwei Lappen aus Metall angebracht, die abwechselnd in die Zähne des von einem Uhrgewicht oder von einer gespannten Feder angetriebenen gezackten Kronrads eingreifen. Einerseits erteilt das Kronrad der Waag kontinuierlich Impulse, so dass diese in ständiger Schwingung gehalten wird; andererseits wird das Kronrad nach jeder halben Schwingung der Waag durch einen der beiden Lappen an der Spindel gehemmt (- daher die Bezeichnung "Hemmung"). Im Prinzip würde die Ganggeschwindigkeit der Uhr durch das Drehen des Kronrads bestimmt. Diese Drehung wird aber durch die Hemmung und den Waagmechanismus unterbrochen, so dass sich die Drehung des Kronrads verlangsamt und zugleich die Zeit in regelmässige Intervalle unterteilt wird, deren Summe schliesslich über ein Räderwerk mittels Zeiger der Zeitangabe dient.

Historisch gesehen hat erst die Erfindung der Hemmung mit Waag (oder Foliot) die mechanische Uhr möglich gemacht. Die anderen Bauteile, wie Gewichtsantrieb, Zahnräder und drehende Zeiger, sind schon früher bekannt gewesen. Wer im 13. Jahrhundert diese Bauweise der Uhren mit Waag erfunden hat, ist nicht bekannt. Als Variante zur Balkenwaage hat man oft auch ein hin- und herschwingendes Rad verwendet, welches als "Unrast"<sup>5</sup> bezeichnet wird.

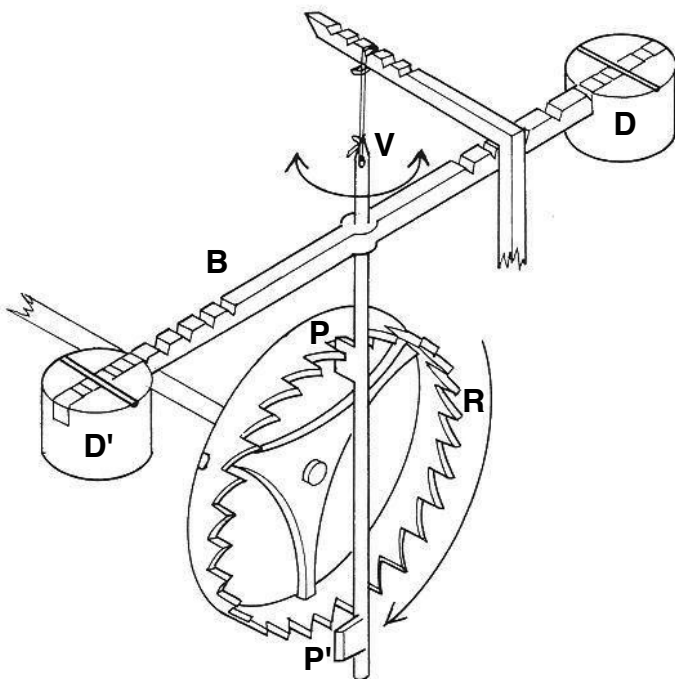


Fig. 1: Räderuhr mit Kronrad R, Spindel V mit aufgesetzten Metalllappen P und P' sowie der Waag B mit verschiebbaren Gewichten D und D'.

© Ian D. Fowler, Uhrenhanse (modifiziert).

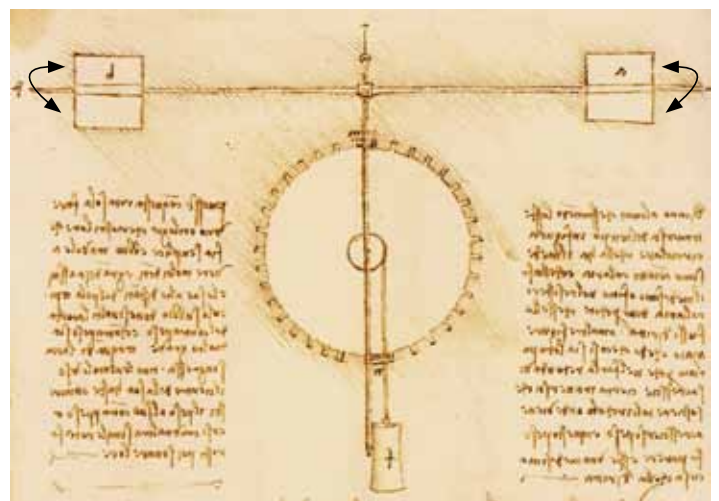


Fig. 2: Leonardo daVinci: Beschreibung einer 1-Räderuhr mit Gewichtsantrieb (f), Spindel mit aufgesetzten Metallteilen (m und n) sowie dem Foliot (d), mit zwei Flügeln (a) und (b). Diese Zeichnung illustriert den Kenntnisstand Ende des 15. Jahrhunderts (s. Ref. 3).

1 F. Zöllner, Leonardo daVinci 1452-1619, Sämtliche Gemälde und Zeichnungen, Taschen, Köln, 2007.

2 Für die Zeit vor der Entdeckung der Madrider Codices ist dieses Thema behandelt worden durch C. Pedretti, Studi Vinciani, Librairie E. Droz, Genève 1957, S. 99 - 108

3 S. dazu auch S. Bedini, L. Reti in "The unknown Leonardo", McGrawHill, N. Y. 1974, S. 240

4 <http://de.wikipedia.org/wiki/Foliot>

5 Es ist zu beachten, dass die Unrast im Gegensatz zur sogenannten "Unruhe" nicht eigenschwingfähig ist.

Eine Uhr mit Foliot zeichnet und beschreibt Leonardo da Vinci detailliert in Codex Madrid I, foglio 115 verso, und charakterisiert dadurch zugleich den Wissensstand seiner Zeit.

## 2. Leonardos Verbesserungen

Leonardos Beschäftigung mit Uhren manifestiert sich vor allem in der Handschrift des Codex Madrid I, welche als seine grundsätzlich der Mechanik verpflichtete Lehrschrift gelten kann <sup>6,7</sup>. Mindestens 60 Skizzen und Zeichnungen, und beinahe ebensoviele Textstellen beziehen sich direkt oder indirekt auf den Bau von Uhren, sowie auf die Konstruktion und Funktionsweise einzelner Bauteile <sup>8</sup>.

Der kreative Geist von Leonardo bleibt aber nicht bei der Beschreibung der Uhrmacherkunst seiner Epoche stehen. Er denkt sich schon bald eigene, modifizierte Uhrwerke aus. Eine erste Variante scheint der recht komplexe Entwurf einer Räderuhr inklusive Anzeige in Codex Madrid I, foglio 27 verso, darzustellen <sup>9</sup>. Ein weiteres, sehr interessantes Beispiel findet sich in Codex Madrid I, foglio 157 verso (siehe Fig. 3). Diese als Uhr mit Unrast konzipierte Konstruktion enthält verbesserte Elemente, so eine doppelte Untersetzung des Gewichtsantriebs über zwei Stufen, um die Dauer des Antriebs zu verlängern, und eine vertikal gelagerte Unrast (Flügelrad). Diese Uhr nach Leonardo wirkt sehr eigenständig und originell. Ein pfiffiger Mechanismus mit einem Ritzel und einer fest dran angebrachten sinusförmig gekerbten Rolle ersetzen die herkömmliche Hemmung. Über Ritzel und Spindel, der sich in der Kerbe wellenförmig bewegt, kann der Antrieb mit der Unrast wechselwir-

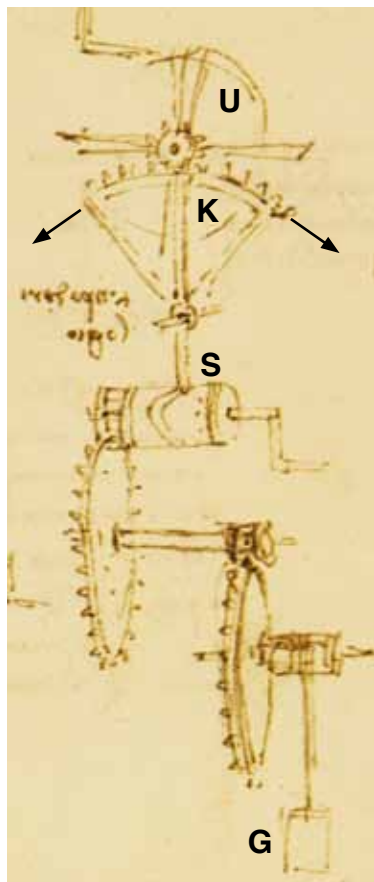


Fig. 3: Räderuhr mit Unrast (Flügelrad U) nach Leonardo da Vinci, angetrieben durch eine doppelt untersetzte Gewichtskraft (G). Über ein Ritzel und eine fest damit verbundene, sinusförmig gekerbte Rolle bewegt sich das nur als Segment ausgebildete Kronrad (K). Die Funktion der Hemmung wird durch das Zusammenspiel von gekerbter Rolle und hin- und herwippendem Spindel (S) übernommen. Die Unrast (U) dreht sich wechselweise von links nach rechts und umgekehrt.

<sup>6</sup> Ladislao Reti, "The two unpublished Manuscripts of Leonardo da Vinci in the Biblioteca Nacional of Madrid" I, Burlington Magazine, No. 778, vol. 110 (Jan. 1968)

<sup>7</sup> F. Zöllner: Leonardo da Vinci 1452 – 1519, Künstler und Wissenschaftler, Taschen Köln, 2007

<sup>8</sup> Eine Liste dieser Textstellen, sowie deren Referenzierung zu anderen Handschriften Leonardos, befindet sich im Anhang.

<sup>9</sup> A. M. Brizio, Die Handschriften von Madrid, Unesco Kurier, Bern Hallwag 1974, Nr.10; S.12-13.

ken. Eine kleine, in Achsenrichtung der Rolle angebrachte Kurbel dient sowohl zum Aufziehen der Uhr, als auch zum Justieren. Sicher geht jedoch eine solche Konstruktion sehr ungenau, obwohl sie im Prinzip funktionsfähig ist. Dies wegen unkontrollierbarer Reibungskräfte in der Vorrichtung zur Hemmung nach Leonardo.

Das bedeutet: Trotz zwei potentieller Verbesserungen weist diese Räderuhr mit Unrast und Hemmung nach Leonardo erhebliche Unzulänglichkeiten auf, die Leonardo aber wohl schon bald erkannt oder gar durch praktische Versuche ermittelt hat. Die Unrast ist natürlich kein Zeitgeber, d.h. kein eigenständig schwingender Mechanismus, dessen Güte <sup>10</sup> oder Ganggenauigkeit etwas zur Gewährleistung der korrekten Zeitmessung beiträgt. Erst ein solches, heute selbstverständliches Element, macht eine Uhr zu einem echten Gerät der Zeitmessung (in modernen Uhren meist ein Schwingquarz).

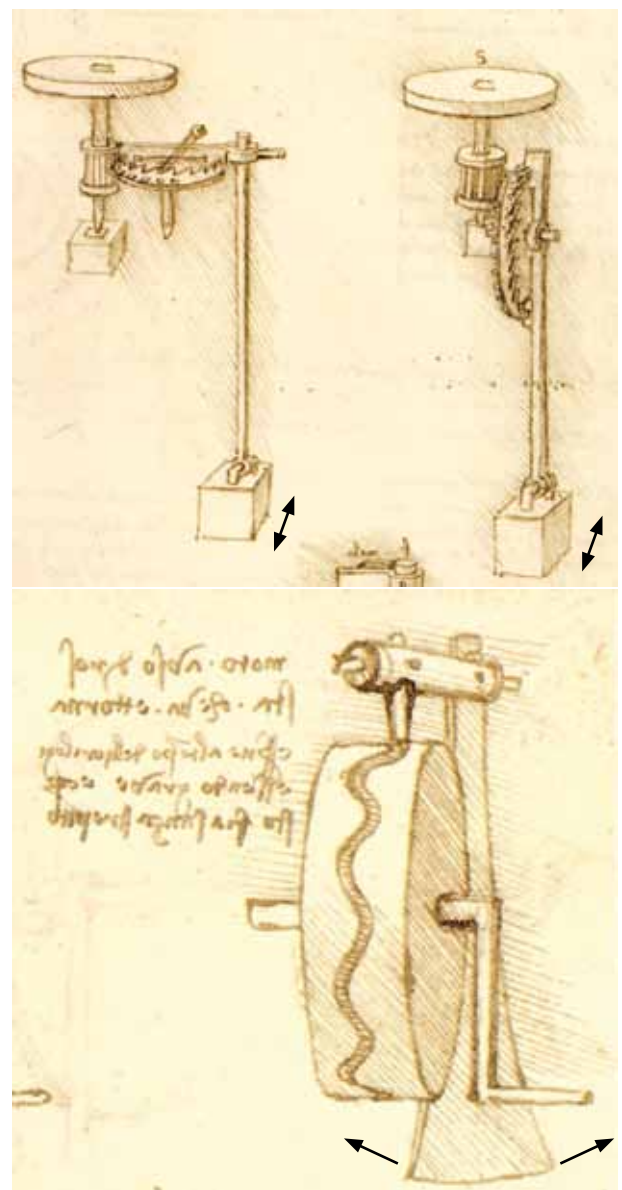


Fig. 4 a,b: Schwere-Pendel in Verbindung mit Hemmung und Kronrad, zur Regulierung von Räderuhren (Cod. Md I, f 63 v).

Fig. 4 c: Pendel als Ersatz der Unrast in Leonardos Uhr von Fig. 3. Leonardo selbst schreibt dazu: "Bewegung, die vermöge einer Schwere-Schwingung hin- und hergeht und als Hemmung der Uhren dient. Und das geschieht ohne Geräusch."

<sup>10</sup> Gerhard König: Die Uhr. Geschichte, Technik, Zeit. Koehler + Amelang, Berlin 1999

Aufgrund der in Leonardos Schriften verstreuten Notizen sowie der Tatsache, dass die Uhren für Leonardo ein ständiges Thema sind, kann vermutet werden, dass Leonardo mit grosser Intuition bald nach Besserem sucht.

Leonardo entwirft in Cod. Forster II, f 63 r eine weitere Räderuhr. Eine solche, von der Zeichnung Leonardos inspirierte "Räderuhr mit Pendel", kann heute sogar auf dem Uhrenmarkt käuflich erworben werden, stellt jedoch eine sehr weit gehende Interpretation der Skizze von Leonardo dar <sup>11</sup>.

Das Pendel als Zeitmesser zu verwenden, ist wohl nicht eine originale Idee von Leonardo selbst; denn schon frühere Generationen kennen handgehaltene Pendel <sup>12</sup> für die Messung von kurzzeitigen Ereignissen, so z. B. beim ballistischen Schiessen. Leonardo beschreibt ein solches Experiment

<sup>11</sup> <http://www.mostredileonardo.com>

<sup>12</sup> Seit dem Altertum als Perpendikel bekannt. (Perpendikel = lat. Bleilot; perpendikular = senkrecht)

zum Beispiel in Codex Madrid I, foglio 147 r. Daher ist es nicht verwunderlich, dass Leonardo bald auch ein Pendel in Betracht zieht, um die Hemmung am Kronrad einer Räderuhr zu regulieren. Zwei entsprechende Skizzen sind in Codex Madrid I, foglio 61 v enthalten (siehe Fig. 4 a,b); weitere Skizzen befinden sich im Codex Atlanticus, 397 r. Aber möglicherweise liegt gerade in dieser Kombination von zwei ansich bekannten Prinzipien, nämlich der Räderuhr und dem selbstschwingenden Perpendikel, die eigentliche kreative Leistung Leonardos.

Insbesondere wird aufgrund der vorangehenden Ausführungen auch die Bedeutung einer Skizze von Codex Madrid I, foglio 8 r, oben rechts (siehe Fig. 4 c), klar: Es handelt sich dabei offensichtlich um eine ähnliche Einrichtung, wie bei der entsprechende Anordnung in Fig. 3, aber hier mit Pendel. Denkbar ist, dass Leonardo damit versucht, die Unzulänglichkeiten seiner eigenen Erfindung zu beseitigen. Die Unrast in der Konstruktion mit Sinusrille soll durch ein Pendel ersetzt werden, welches über die Rille mit dem Rest des

#### Anhang: Textstellen aus Codex Madrid I & Konkordanzen

foglio	Anz. Zeichnungen	Anz. Texte	Kurze Beschreibung	Konkordanzen
4 r	1	1	Gekapselte Feder (von gleichbleibender Kraft) als Antrieb	
5 r	3	1	Zahnräder, Räder mit Sperre	CA 61 v
7 r	3	1	Hemmung; Zahnräder	
8 r	4	1	über Hemmungen	CA 216
11 r / v	22	6	Federn sowie Bauteile für Links- und Rechtsbewegung	CA 397 v
12 r	2	1	Antrieb mit Sperrklinke für Läutwerk einer Uhr	CA 399 v
13 r	9	6	Antrieb; Über - & Untersezung mit Zahnrädern	CA 397 v
13 v	4	4	Funktionsprinzip Räderuhr; Übertragung durch Zahnräder; gekapselte Feder mit Rücklaufsperrre	
14 r	6	2	Gekapselte Feder & Spannmechanismus inkl. Entkopplung	CA 10 r; CA 372 r
14 v	1	1	Vorrichtung für das Ziehen von Blattfedern	CA 397 v
15 v	2	1	Achsenlose Zahnräder	
16 r	1	1	Gekapselte Feder (von gleichbleibender Kraft) als Antrieb	
20 r	1	1	Rücklaufsperrre & Klinke	
27 r	2	2	Gewichtsanttrieb mit grosser Masse	
27 v	3	4	Beschreibung Funktionsmodell Räderuhr (es fehlen gewisse Bauteile)	
45 r	2	1	Gekapselte Feder (von gleichbleibender Kraft) als Antrieb	
61 r	3	1	Hemmung mit Schwerependel	
67 v	1	1	Gebogene Metallfeder	
70 r	3	3	Vorrichtung für Läutwerk mit Hammer	
79 v	2	2	3 gebogene Federelemente & deren Funktionsprinzipien	
80 v	1	3	Vorrichtung für Läutwerk	
85	8	2	Prinzipielle Funktionsweise von Spiralfedern inkl. gekapselte Federn	
115 v	4	4	Funktionsprinzip Uhr mit Waag; Spindel mit Lappen	
116 r	2	5	Prinzip der Kraftübertragung durch Zahnräder	
116 v	1	1	Antriebsrad mit Gewicht & Klinkensperre	
117 r	1	1	Antriebsrad mit Gewicht & Klinkensperre	
152 v		1	Gewichtsanttrieb mit grosser Masse	
157 v	2	1	vollständige Uhr nach daVinci mit Unrast & Hemmung durch Sinuswelle	
160 r	1	1	Räderuhr mit Waagebalken & Pendel	Cod. Forster II

Uhrwerks wechselwirken kann; die Kurbel in Fig. 4 c hat dann denselben Zweck wie in der Konstruktion von Fig. 3.

Allerdings: Obwohl die theoretische Überlegung hinter der Verbesserung stimmt, dürfte der praktische Erfolg des Einbaus eines solchen Elements in die Uhr von Fig. 3 enttäuschend gewesen sein. Die Probleme einer Hemmung mit Reibung sind dadurch nicht beseitigt.

Leonardo ist denn auch bei diesem Ansatz nicht stehengeblieben. Überall verstreut durch seine heute noch erhaltenen Manuskripte finden sich die entscheidenden Elemente, die es zum definitiv erfolgreichen Bau einer Pendeluhr braucht. Dies wird klar, wenn man die Skizzen und Entwürfe von seiner Hand mit der Rekonstruktion eines Funktionsmodells der Pendeluhr, so wie sie sich Galileo Galilei vorgestellt hat, vergleicht (siehe Fig. 5).

Ein Funktionsmodell dieser sog. "Pendeluhr nach Galilei" befindet sich im Museo Galileo in Florenz, welches auch als virtuelles Museum besucht werden kann<sup>13</sup>. Von Galileos Sohn Vincenzo und von Vincenzo Viviani stammt die einzige zeitgenössische Handzeichnung, die daselbst gezeigt wird.

Über die eigentlichen Überlegungen Galileos zu den Pendeluhren scheint nicht viel in unsere Zeit gekommen zu sein. So empfinden denn viele Betrachter auf den ersten Blick die behauptete Erfindung der Pendeluhr durch Galileo Galilei – sozusagen "ex nihilo" – als suspekt. Die Pendeluhr hat doch der Niederländer Christian Huygens erfunden? Das ist immer noch in fast allen Köpfen, denn nachweislich hat Huygens als Erster ein Patent auf eine "Uhr mit Pendel" angemeldet.

### 3. Diskussion

Aufgrund den oben geschilderten Fakten wird jedoch klar: Die Uhr von Galilei ist nicht aus dem Nichts entstanden. Wie immer die Wege gewesen sind, die das Wissen über Uhren in den nächsten zwei Generationen mit Gelehrten wie Benedetti, Tartaglia, Fazio, Cardano sowie Buonamici, dem Lehrer Galileis, und schliesslich Galileo Galilei selbst genommen hat: In Italien ist vor und während des Seicento Entscheidendes zur Kunst der Zeitmessung geleistet und beigetragen worden.

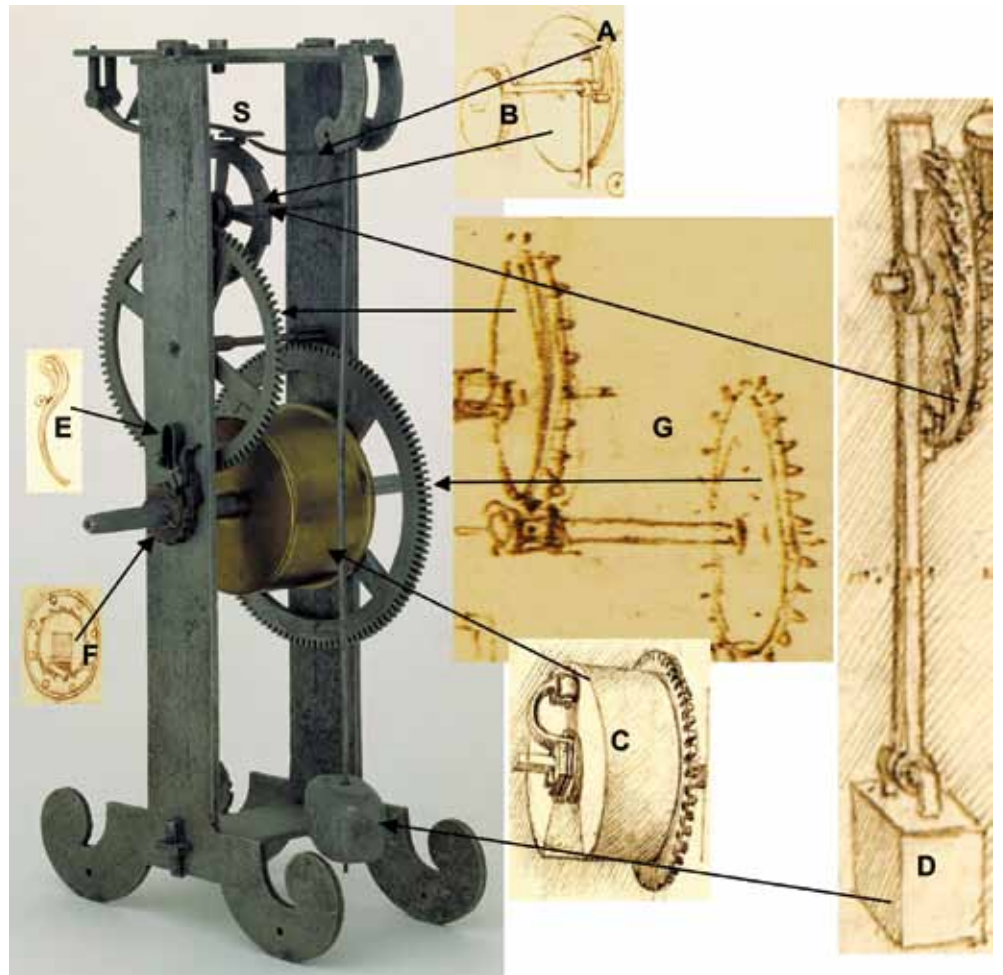


Fig. 5: Pendeluhr nach Galilei (Modell). Beim Bauteil A (Cod. Md. I f 8 v) handelt es sich um eine Konstruktion zur Hemmung. Die Sperrklinke am Rad B (Cod. Md. I f 18 v) entspricht der Sperrklinke S in Galileos Modell. Der Antrieb für das Modell erfolgt mit einer gekapselten Feder, wie sie Leonardo verschiedentlich gezeichnet hat. Die Spannfeder in der Kapsel C (Cod. Md. I f 13 v) kann nach dem Aufziehen nicht mehr zurückspulen, weil eine externe Sperre dies verhindert, und muss daher ihre Kraft an das nachgeschaltete Räderwerk abgeben. Die Rücklaufsperrre am Uhrenmodell ist durch die von einer Blattfeder wie E (Cod. Md. I f 79 v) ans Sperrrad gedrückte Klinke realisiert. Die Kraftübertragung mit doppelter Untersetzung wie G (Cod. Md. I 157 v) ist schon in der Konstruktion der Uhr von Fig. 3 verwendet worden. Und schliesslich dient das Pendel wie D (Cod. Md. I, f 61 v; hier seitenverkehrt wiedergegeben) als Regulierung des Uhrengangs.

Das schmälert nicht die grossen Verdienste von Huygens, denn eine neue Idee kann durchaus eine sehr lange Totzeit haben, bis dass ihr wahrer Wert erkannt wird. Denn erst die grundsätzlichen Abklärungen zur isochronen Zeitmessung von Christian Huygens, sowie dessen bahnbrechendes Buch "Horologium Oscillatorium", haben der Pendeluhr zum Durchbruch verholfen und so "die Welt verändert".

Dr. **Fritz Heiniger** ist Physiker (pensioniert) mit Spezialgebieten Optoelektronik, Laser und Nachtsicht. Nach Promotion und Assistenz an der TH Darmstadt, Deutschland, hat er von 1984 - 1999 für die Gruppe für Rüstungsdienste, Schweiz, als Gruppenchef Optronik und von 2000 - 2011 für die Abteilung Armeeplanung der Schweizer Armee als stellvertretender Bereichsleiter Masterplanung gearbeitet.

<sup>13</sup> <http://museogalileo.it/indice.html>

# „Intelligente“ Bildsensoren

Bernhard Braunecker, Richard Hauck

## Einleitung

Es ist absehbar, dass die Digitalisierung sehr bald alle Bereiche des täglichen Lebens vollumfänglich erfassen wird, sei es im Privaten, im Arbeitsleben, aber auch im gesellschaftlichen Umfeld. Jedes Haushaltsgerät, jedes Fahrzeug, jedes Werkzeug wird nicht nur Daten aufnehmen und sie an übergeordnete Systeme in der Cloud weiterreichen, sondern als autonomes Mikrosystem bereits Massnahmen vornehmen, die bislang dem Menschen vorbehalten waren. Man rechnet, dass die nutzbare Intelligenz solcher Maschinen wie etwa auf dem Gebiet der Dateninterpretation in etwa 20 Jahren in vielen Belangen durchaus der des menschlichen Gehirns ebenbürtig sein wird. Dazu benötigt man leistungsstarke Bildsensoren. Im Folgenden erinnern wir an Sensorkonzepte, die dank gemachter technologischer Fortschritte nunmehr auch im Verbund mit Industrierobotern praktisches Interesse erwecken könnten.

## 'In-situ'-Messtechnik

Jede, an einem Objekt, z.B. einem Werkstück auszuführende Handlung setzt dessen messtechnische Erfassung voraus. Das Objekt muss primär identifiziert und sein Zustand wie der der Oberflächenbeschaffenheit muss präzise beurteilt werden. Zusätzlich sind genaue Angaben über die aktuelle 3D-Lage und 3D-Orientierung erforderlich. Diese aufwendigen Datensätze müssen Rechnern zugeleitet werden, die mittels spezieller Algorithmen daraus die Aktionsabläufe der Bearbeitungsmaschine berechnen. Aus Effizienzgründen müssen Messung und Bearbeitung zeitgleich und schnell erfolgen, was als erstes zur Prozessintegration der Werkstückvermessung ('In-situ'-Messtechnik) führt. Man muss zudem grosse Datenmengen an die Cloud weiterreichen, um dort die Information zu extrahieren, aus der die Steuerparameter der Bearbeitungsmaschine berechnet werden. In der Praxis stellen sich dann Fragen, ob und wie sich der Messprozess deutlich beschleunigen lässt, wie die

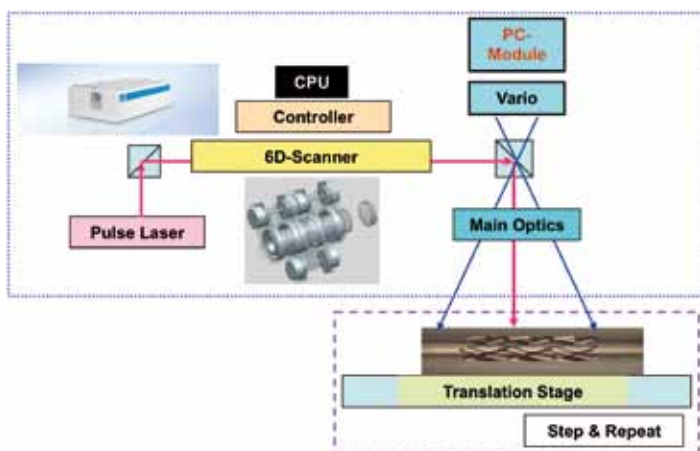


Abb. 1: Modernes Sense, Point & Shoot System: Mittels ultrakurzer Laserpulse können Strukturen wie nichtzylindrische Mikrokanäle von höchster Oberflächengüte in Materialkörper wie Turbinenschaufeln oder Stents eingefräst werden. Mit dem im Text beschriebenen PC-Messmodul (Principal Components) werden bereits vorhandene Objektstrukturen auf dem Werkstück identifiziert und lokalisiert, um mittels eines digital ansteuerbaren Scanners den Laserstrahl in 6D über das Werkstück zu führen.

Information schneller extrahiert werden kann, und wie sich das Datenvolumen signifikant reduzieren lässt.

## 'Sense, Point & Shoot' Optik

Neben dem etablierten Einsatz von Montagerobotern gewinnt auch immer mehr die robotergestützte Materialfeinbearbeitung an Bedeutung. Der Grund sind neuartige Pulslaser wie Femto-Sekunden-Laser, die oxidationsfreie Oberflächen höchster Qualität ermöglichen, und die im Gegensatz zu traditionellen mechanischen Werkzeugen wie Bohrer und Fräser mehr Flexibilität, kürzere Durchlaufzeiten und höhere Genauigkeiten bieten. Dafür benötigt man ‚bidirektionale‘ Spezialoptiken für die gleichzeitig durchzuführende Vermessung und Laserbearbeitung des Objekts (*Sense, Point & Shoot-Systems*). Diese neuartigen Systeme sind Kombinationen aus Hochleistungsobjektiven, Highspeed-Scannern und neuartigen Sensormodulen (Abb. 1).

## Optische Pupillen

Die Bestimmung der Identität, des Zustands und der Lage der Objekte erfolgt in der Regel in der Bildebene der Optik, da sie dort den tatsächlichen Objekten geometrisch und physikalisch direkt entsprechen. Nun liegt die vollständige Information über ein Objekt aber auch in den Pupillenebenen (Blenden) eines Optiksystems vor, in die normalerweise die Lichtquellen abgebildet werden. Man kann somit durch Analyse der Wellenfronten in den Pupillen nicht nur an die Objektinformation gelangen, sondern sie dort auch in gewünschter Weise beeinflussen. Zwischen beiden Abbildungen besteht im Wesentlichen eine mathematische Fourierbeziehung, so dass jeder Pupilleneingriff auch Auswirkungen auf die Objektabbildung hat.<sup>1</sup>

Im Folgenden werde ein System vorgestellt, bei dem durch gezielte Pupillenmanipulation erreicht wird, dass es Objekte aus Kollektiven erkennen kann. Mittels spezieller holographischer Komponenten in den Pupillen können dann zwei der angesprochenen Probleme effizient gelöst werden, nämlich das der Objektidentifikation und das der Datenreduktion.

## Principal Component (PC) Methode für Datenkollektive

Eine äusserst effektive Datenreduktion leistet die Methode der *Principal Components* (PC). Sie geht davon aus, dass man die von einem Sensor erfassten Objekte, im Folgenden auch Zeichen genannt, als Bestandteile bekannter Kollektive identifizieren kann, also im einfachsten Fall als Buchstaben eines Alphabets. Nach erfolgter Identifikation muss dann nur der aus wenigen Bits bestehende Kollektivindex an die Cloud weitergegeben werden, wo das Zeichen aus den dort vorliegenden Kollektivdaten eindeutig rekonstruiert werden kann. Wenn daher ein Zeichen, das aus sehr vielen Sampling-Elementen bestehen kann, als Teil eines Kollektivs aus N Zeichen erkannt wird, so ist sein Klassenindex

<sup>1</sup> Im Normalfall versucht man, die Wellenfronten in den Pupillen möglichst aberrationsfrei, also störungsfrei zu halten, um beugungsbegrenzte Objektabbildungen zu erreichen; das heisst mit physikalisch maximal möglicher Auflösung.

z.B. durch ein Binärwort aus nur  $K = \log_2(N)$  Bits beschreibbar. Es würden  $K$  binäre Abfragen, also nur  $K$  Filteroperationen, genügen: Filter 1 fragt, aus welcher Hälfte des Kollektivs das Zeichen stammt, Filter 2 aus welchem Viertel, etc. Diese Principal Component Filter sind also nicht wie die bekannten 'Matched filter' den einzelnen Zeichen angepasst, sondern dem Kollektiv.

Wie kann das im Falle bildhafter Strukturen schnell, robust und unter Anwendung moderner lithographischer Technologien realisiert werden? Im Folgenden erinnern wir an eine hybrid-optische, also optisch-elektronische Methode aus dem Jahre 1979, in der diese Analog-zu-Digital Konversion für Bilder im Detail untersucht wurde, und die wegen inzwischen erzielter technischer Fortschritte durchaus erneutes Interesse finden könnte. <sup>2 3</sup>

### Zeichenerkennung bei räumlich-inkohärenter Objektbeleuchtung

Ausgangspunkt ist ein selbstleuchtendes oder diffus-reflektierendes Objekt, das mit einer Optik an den Ort  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_{\text{Objekt}}$   $\mathbf{x} = (x,y)$  eines 2D-Sensor abgebildet wird und dort als Intensitätsverteilung  $I_{\text{Objekt}}(\mathbf{x})$  vorliegt. Setzt man in die Austrittspupille der Optik ein transparentes Hologramm mit der Amplitudenfunktion  $\tilde{u}_{\text{Filter}}$  ein, so erhält man in der Sensorebene anstelle von  $I_{\text{Objekt}}$  nunmehr die 2D-Korrelation der Intensitätsfunktionen  $I_{\text{Objekt}}$  und  $I_{\text{Filter}}$

$$I_{\text{Sensor}}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\text{Objekt}}) = \iint d\mathbf{x}' \{ I_{\text{Objekt}}(\mathbf{x}' + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\text{Objekt}})) I_{\text{Filter}}(\mathbf{x}') \} \quad (1)$$

mit  $I_{\text{Filter}} = |u_{\text{Filter}}|^2$  und  $u_{\text{Filter}} = \text{Fourier}(\tilde{u}_{\text{Filter}})$ . Betrachtet man die Intensitätsverteilung am Ort der rein geometrischen Abbildung  $\mathbf{x}_{\text{Objekt}}$ , dann reduziert sich (1) zum 2D-Integral des Produkts von  $I_{\text{Objekt}}$  und  $I_{\text{Filter}}$

$$I_{\text{Sensor}}(0) = \iint d\mathbf{x}' \{ I_{\text{Objekt}}(\mathbf{x}') I_{\text{Filter}}(\mathbf{x}') \} := I_{\text{Code}} \quad (2)$$

wobei  $I_{\text{Code}}$  dem gewählten Codewort des Objektes entsprechen soll.

Wie werden nun die Filterintensitäten  $I_{\text{Filter}}$  und aus ihnen die Hologrammfunktionen  $\tilde{u}_{\text{Filter}}$  berechnet? Dazu digitalisiert man jede der  $N$  Objektfunktionen  $I_{\text{Objekt}}$  in  $M$  Rasterpunkte und trägt die so erhaltenen  $N \times M$  Werte als Spalten in eine Matrix  $\mathbf{O}_{M,N}$  ein, bzw. als Zeilen in der transponierten Matrix  $\mathbf{O}_{N,M}^+$ . Weiterhin ordnet man die den  $N$  Zeichen zugeteilten Codeworte  $I_{\text{Code}}$  der Länge  $K$  in einer Matrix  $I_{N,K}$  an und erhält somit aus (2) das lineare Gleichungssystem

$$\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{F}_{M,K} = I_{N,K} \text{ mit } I_{N,K} = \text{Codeworte} \quad (3)$$

für die gesuchte Matrix  $\mathbf{F}_{M,K}$  der  $K$  Filterfunktionen  $I_{\text{Filter}}$ . Diese Matrix berechnet man unter der Bedingung  $M \geq N$  gemäss

$$\mathbf{F}_{M,K} = \mathbf{O}_{M,N} (\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{O}_{M,N})^{-1} I_{N,K} := \mathbf{O}_{M,N}^\# I_{N,K} \quad (4)$$

unter Verwendung von  $\mathbf{O}_{M,N}^\#$ , der *Generalisierten Inversen* von  $\mathbf{O}_{M,N}$ . Sie kann jedoch im Falle sehr ähnlicher Zeichen instabil werden, so dass stochastische Störanteile  $\delta\mathbf{O}$  in

den Objektzeichen zu entsprechenden Fluktuationen der Codesignalwerte  $\delta I_{N,K} = \delta\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{O}_{M,N}^\# I_{N,K}$  und somit zu einer Verschlechterung des Signal-Rauschverhältnisses  $\{I_{N,K} / \delta I_{N,K}\}$  führen würden. Es gilt daher bei der Berechnung von (4) gleichzeitig auch die Varianz der Signalwerte

$$\sigma_{K,K}^2 = \langle \delta I_{K,N}^* \delta I_{N,K} \rangle = \mathbf{F}_{K,M}^* \boldsymbol{\Sigma}_{M,M}^2 \mathbf{F}_{M,K} \quad (5)$$

zu minimieren. Dabei ist  $\boldsymbol{\Sigma}_{M,M}^2$  die Kovarianzmatrix des Eingangsruschens

$$\boldsymbol{\Sigma}_{M,M}^2 := \langle \delta\mathbf{O}_{M,N} \delta\mathbf{O}_{N,M}^+ \rangle \quad (6)$$

Im Fall  $M > N$  lässt sich die in (4) vorhandene Redundanz, dass man mehr Rasterpunkte pro Zeichen als Zeichen selber hat, nutzen, um die Robustheit der Identifizierung gegenüber stochastischen Objektstörungen zu erhöhen (Info-Box II). Dann bekommt man anstelle von (4)

$$\mathbf{F}_{M,K} = \boldsymbol{\Sigma}_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N} (\mathbf{O}_{N,M}^+ \boldsymbol{\Sigma}_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N})^{-1} I_{N,K} \quad (7)$$

und anstelle von (5) die minimierte Signalvarianz

$$\sigma_{K,K}^2 = \mathbf{F}_{K,N}^* (\mathbf{O}_{N,M}^+ \boldsymbol{\Sigma}_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N})^{-1} I_{N,K} \quad (8)$$

### PC-Codierungen

Im Folgenden werde exemplarisch die Zeichenerkennung mit  $K = 6$  PC-Filtern betrachtet. Wenn man in (3) den Intensitäten  $I_{N,K}$  die **binären** Werte  $[0, 1]$  zuweist, kann man  $N = 2^6 = 64$  verschiedene Zeichen erkennen. Ist die Messtechnik hingegen in der Lage, die Intensitätswerte  $I_{N,K}$  mit höherer Auflösung als 50% zu bestimmen, kann man **ternäre** Codewerte  $[0, 1, 2]$  verwenden <sup>4</sup> und so bereits  $N = 3^6 = 729$  Zeichen mit 6 Filtern identifizieren. Damit liessen sich z.B. verschiedene Lageorientierungen eines Werkstücks, auf das der Roboter zugreifen muss, als eigene Objekte beschreiben. Mit etwas Aufwand sollten sogar Intensitätsmessungen von 25% Genauigkeit gut machbar sein, um damit  $N = 4^6 \sim 4'000$  Zeichen zu erkennen. <sup>5</sup>

Weiter macht Sinn, nicht nur den Intensitätswert des gemäss (2) selektierten Codepixels für die Identifizierung zu verwenden, sondern auch die Intensitätsdifferenzen zu seinen  $L = 8$  nächsten Nachbarn. Das Codepixel wäre somit eine Art Klemmpunkt dieses Mini-Kollektivs!

### Optischer Aufbau / Abbildungsoptik

In Abb. 2 werden die zu analysierenden Zeichen in der Objekfeldebene (links) mit einer Vario-Optik in eine Zwischenbildebene abgebildet. Dort befindet sich entweder ein CMOS-Sensor (Digitalversion I) oder das PC-Optikmodul (Optikversion II). Beide im Folgenden zu beschreibenden Versionen unterscheiden sich in der Art der Ausführung von (1), ob elektronisch oder optisch. Vorab müssen jedoch in beiden Fällen die Grösse, die Lage und die Bildschärfe der Zeichen gemessen werden, um das Vario motorisch so ein-

<sup>2</sup> Optical character recognition based on nonredundant correlation measurement, B. Braunecker, R. Hauck, and A. W. Lohmann, *Applied Optics* / Vol.18, No.16 / 15 August 1979

<sup>3</sup> Dissertation R. Hauck, Universität Erlangen-Nürnberg, 1980

<sup>4</sup> Die ternäre PC-Kodierung wurde in 2 mit Röntgenstrahlen(!) experimentell verifiziert.

<sup>5</sup> Beim alljährlich von der japanischen Regierung durchgeführten Kanji-Kentei Test ([https://en.wikipedia.org/wiki/Kanji\\_kentei](https://en.wikipedia.org/wiki/Kanji_kentei)) muss etwa diese Anzahl an **Kanji** Zeichen eindeutig erkannt werden.

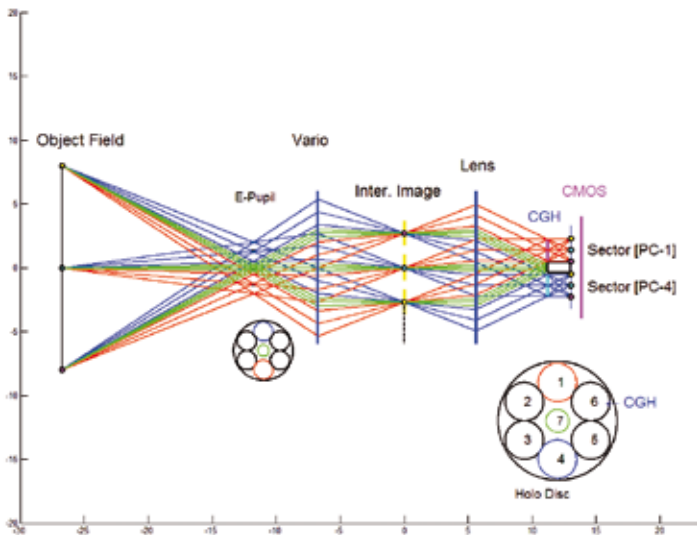


Abb. 2: Strahlengang durch Vario und PC-Modul bei inkohärenter Objektabbildung. In die Austrittspupille der Einzellinse (Lens) werden die 6 PC-CGHs als gemeinsames Bauteil (Holo Disc) eingesetzt. Damit wird auch die Eintrittspupille des Varios, in die alle Objektpunkte emittieren, virtuell in 6 Subpupillen aufgeteilt. Weitere Details in Abb. 3.

zustellen, dass die Zeichen stets in konstanter Grösse <sup>6</sup> und fokussiert im Zwischenbild präsent sind. Das Vario ist, wie bei Sensoroptiken üblich, bildseitig telezentrisch, das heisst, dass die Lichtbündel senkrecht auf den Sensor treffen. In diesem Fall liegt die Eintrittspupille, in die jeder Objektpunkt emittiert, in der vorderen Fokalebene des Varios.

Da die Codesignale aus den gemessenen Intensitäten gemäss (2) abgeleitet werden, muss die Beleuchtungsstärke in der Zwischenbild-, bzw. in der Sensorebene bekannt sein. Sie ist vom Beleuchtungsprofil der externen Lichtquelle, der lambertschen Abstrahlungscharakteristik der diffus-reflektierenden Objekte und der Vignettierung der Optik abhängig; sie wird also von der Lage eines Zeichens im Gesichtsfeld bestimmt. Diese Feldabhängigkeit ist zu messen und kann durch einen grauen Verlaufsfiter in der Zwischenbildebene weitgehend vorkompensiert werden. Verbleibende Intensitätsabweichungen, z.B. durch Schwankungen der Lichtquelle verursacht, werden gemessen, in Look-up Tables abgelegt und als feldabhängige Faktoren in (2) aufgenommen. Sie bestimmen die Intensitätsschwellwerte der Codezuordnung. Das gilt sowohl für die digitale wie für die analog-optische Realisierung.

#### Variante I: Digitale Realisierung der Zeichenerkennung

Bei dieser Variante werden die gemessenen Intensitätswerte mit den 6 Filterfunktionen  $F_{M,K}$  gemäss (2) direkt digital integriert.

#### Variante II: Analog-Optische Realisierung der Zeichenerkennung

Für sehr schnelle industrielle Ablaufprozesse kann die Erkennung optisch durchgeführt werden. Dazu wird ein spezielles optisches Modul ans Vario angekoppelt (Abb. 2). Es besteht aus einer Linse konstanter Brennweite  $f_{Obj}$ , einer Trägerscheibe mit 6 Computer Generated Holograms CGHs in hexagonaler Anordnung, sowie einem CMOS Sensor. Alle 6 CGHs mit der ihnen zugeteilten Transmissions-

funktion  $\tilde{u}_{Filter}$  werden als diffraktive Bauteile inklusive einer einheitlichen optischen Brechkraft der Brennweite  $f_{Lenslet}$  berechnet und gemeinsam auf einer Trägerscheibe lithographisch aufgebracht (Info-Box III). Der CMOS Sensor wird im Abstand  $f_{Lenslet}$  von der Trägerscheibe auf diese montiert.

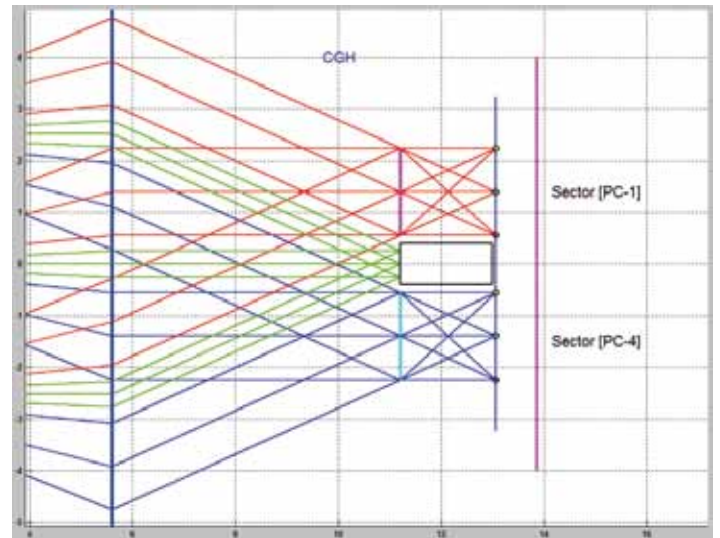


Abb. 3: Gezeigt ist ein Schnitt durch die beiden PC-CGHs Nr. 1 und Nr. 4 aus Abb. 2. Jedes der 6 CGH multipliziert das Objektspektrum mit der ihm zugeteilten PC-Filterfunktion. Zusätzlich ist in jedes CGH eine fokussierende Brechkraft eingerechnet, die die Fouriertransformation des gefilterten Objekts ausführt, so dass es als Codesignal auf den gemeinsamen CMOS Sensor abgebildet wird. Sinnvoll ist auch, in jedes CGH eine prismatische Komponente einzurechnen, um sein Codebild auf dem CMOS so zu verschieben, dass z.B. eine rechteckige CMOS Fläche lückenlos belegt wird. Die zentral gelegene schwarze Box stellt einen 45°-Spiegel dar, der das in die 7. Subpupille emittierte, unmanipulierte Lichtbündel (grün) senkrecht zur Papierebene ausblendet, um es in einem separaten Sensormodul hinsichtlich Bildschärfe und Radiometrie zu analysieren. Gleichzeitig kann man in diesem Modul holographisch einen Leuchtrahmen mit Eichmarken erzeugen, der von dort aus zur Erleichterung der Erkennung in die Objektebene projiziert wird.

Das gesamte Modul wird so ins Vario einbaut, dass dessen Bildebene mit der vorderen Fokalebene der PC-Einzellinse zusammenfällt. Wie aus Abb. 2 ersichtlich, wird somit durch die Randöffnungen der 6 CGHs de-facto auch die Eintrittspupille des Varios in 6 Subaperturen aufgeteilt. Das von jedem Objektpunkt in die Eintrittspupille emittierte Lichtbündel wird in 6 gleichwertige Anteile aufgespalten, die jeweils ein CGH beleuchten. In der Sprache der Nachrichtentechnik heisst dies, dass die Wellenfronten der 6 Teilbündel in selber Weise als Träger des räumlichen Spektrums des gesamten Objektfeldes wirken. <sup>7</sup>

Wie kommt man nun zu den CGHs aus den aus (3) abgeleiteten Filterfunktionen  $F_{M,K}$ ? Dazu berechnet man  $u_{M,K} = \sqrt{F_{M,K}}$  und erhält mittels Fouriertransformation die optisch wirksamen PC-Funktionen  $\tilde{u}_{Filter}$ . Die so erhaltenen Hologrammfunktionen mit Amplituden- und Phasenverteilungen können als Beugungsgitter realisiert werden, wobei die gewünschte Filterfunktion meist in einer der beiden  $\pm 1$ . Beugungsordnungen auftritt. Nachteilig ist allerdings, dass neben der gewünschten Beugungsordnung weitere Ordnungen, inklusive der nullten, entstehen, die unnötig Platz in

<sup>6</sup> Auf eine Regelung der Vario-Vergrößerung kann verzichtet werden, wenn Zeichen verschiedener Grösse als eigene Objekte im Kollektiv enthalten sind.

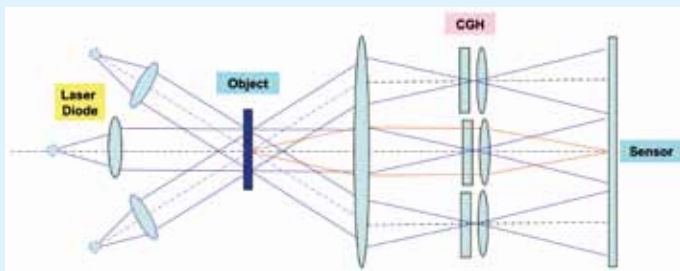
<sup>7</sup> In Info-Box I wird gezeigt, dass im Falle räumlich-kohärenter Beleuchtung die geeigneten Wellenfronten von 6 Laserdioden die Funktion des Trägers des Objektspektrums übernehmen.

### I: Räumlich-kohärente Beleuchtung

Im Falle, dass die zu identifizierenden Objekte in transparenter Form, z.B. auf Film vorliegen, kann man das Objektfeld mit den geeigneten Wellenfronten von K Laserkollimatoren beleuchten. Sie tragen die räumliche Objektinformation zu den K CGHs. Man erhält dann in der Sensorebene die Intensität der 2D-Korrelation der Amplitudenfunktionen  $u_{\text{Objekt}}$  und  $u_{\text{Filter}}$

$I_{\text{Sensor}}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\text{Objekt}}) = | \iint d\mathbf{x}' \{ u_{\text{Objekt}}^*(\mathbf{x}' + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\text{Objekt}})) u_{\text{Filter}}(\mathbf{x}') \} |^2$ ,  
die sich am Ort der rein geometrischen Abbildung  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_{\text{Objekt}}$  zum 2D-Integral reduziert

$$I_{\text{Sensor}}(0) = | \iint d\mathbf{x}' \{ u_{\text{Objekt}}^*(\mathbf{x}') u_{\text{Filter}}(\mathbf{x}') \} |^2 := I_{\text{Code}}$$



der Sensorebene verbrauchen, und die eventuell die Bildfigur eines benachbarten Hologramms stören (Crosstalk). Da jedoch die Phase in der Sensorebene frei gewählt werden kann bei inkohärenter Beleuchtung, multipliziert man  $u_{M,K}$  in geeigneter Weise mit Phasenfaktoren, um mittels iterativer Algorithmen näherungsweise eine homogene Amplitudenverteilung  $| \tilde{u}_{\text{Filter}} | \sim 1$  zu erreichen.<sup>8</sup> Dann können die CGHs vom Hersteller als reine Phasenstruktur lithographisch realisiert werden. Diese Hologramme, auch Kinofoms genannt, erzeugen die gewünschte Filterfunktion  $u_{\text{Filter}}$  on-axis, also mit hohem Wirkungsgrad und ohne störende Beugungsordnungen in der Sensorebene.

### Betrachtung des Ortsbandbreiteprodukts M

Sollte eine Voranalyse der N Zeichen ergeben, dass bei einer aktuellen Zeichengrösse  $\Delta x_{\text{Objekt}}$  eine Auflösung  $\delta x_{\text{Objekt}}$  mindestens erforderlich ist, um zwei Zeichen mit ausreichendem Kontrast voneinander zu unterscheiden, müssten die Zeichen mit  $M = \{ \Delta x_{\text{Objekt}} / \delta x_{\text{Objekt}} \}^2$  Samplingpunkten digitalisiert werden. So wäre  $\delta x$  etwa die Grösse des Querstrichs im Buchstaben Q, um diesen vom Buchstaben O eindeutig zu unterscheiden. Die Optik müsste dann zumindest die, in die  $\pm 1$ . Ordnung unter dem Winkel  $\theta_{\text{Diff}}$  gebeugten Strahlen der Beleuchtungswellenlänge  $\lambda$  mit ausreichendem Kontrast auflösen, wobei gilt  $\sin(\theta_{\text{Diff}}) \sim \pm \lambda / \delta x_{\text{Objekt}}$ . In der Anordnung von Abb. 2 ist die numerische Apertur  $NA = 1/(2 \text{ F-Zahl})$  des Varios bildseitig zwingend gleich der des Objektivs, und sie muss mindestens  $3 \sin(\theta_{\text{Diff}})$  sein, um die  $K = 6$  PC-Subaperturen in der gezeigten hexagonalen Anordnung aufzunehmen. Ein Beispiel möge dies illustrieren:

Wählt man ein Objektiv mit F-Zahl 1.0 entsprechend einer  $NA = 0.50$ , dann erhält man für jede der 6 PC-Subaperturen  $NA_{\text{SA}} \sim NA/3 = 0.167$ . Somit können von jedem PC-Modul

### Vorteile und Nachteile von räumlich-kohärenter und inkohärenter Beleuchtung

Bei beiden Methoden können alle K PC-Kanäle unabhängig und simultan betrieben werden. Für die kohärente Methode spricht, dass auch komplexwertige PC-Filterfunktionen als CGHs realisiert werden können. Nachteilig ist, dass die Textvorlagen transparent sein müssen, und dass die CGHs  $\tilde{u}_{\text{Filter}}$  sehr genau einjustiert werden müssen. Bei der inkohärenten Methode hingegen können die CGHs sogar während der Messung bewegt werden, da nicht  $\tilde{u}_{\text{Filter}}$  als Transferfunktion wirkt, sondern  $\tilde{I}_{\text{Filter}} = \tilde{u}_{\text{Filter}}^{**} \tilde{u}_{\text{Filter}}$  wobei (\*\*) die Autokorrelation bedeutet. Nachteilig bei der inkohärenten Methode ist, dass der Algorithmus von (4) auch negative Werte von  $F_{M,K}$  liefern könnte, die dann optisch nicht darstellbar wären. Man kann dies eventuell durch geschickte Zuordnung der Codeindizes zu den Zeichen vermeiden, oder aber die berechneten  $F$  als Differenz zweier positiver Grössen darstellen,

$$F = F_I - F_{II} \text{ mit } F_I \geq 0 \text{ und } F_{II} \geq 0,$$

was dann allerdings zwei identische optische Messkanäle pro PC-Filter erfordern würde.

Zeichendetails  $\delta x_{\text{Objekt}} \sim \lambda / NA_{\text{SA}} = 3.37 \mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von  $0.56 \mu\text{m}$  aufgelöst werden. Falls etwa 50 Auflösungspunkte pro Zeichen in einer Dimension ausreichen würden<sup>9</sup>, um eine sichere Identifizierung zu gewährleisten, entspräche dies im Zwischenbild einer Zeichengrösse  $\Delta x_{\text{Objekt}} = 0.168 \text{ mm}$ . Als Sensor für alle 6 Subpupillen sei ein CMOS Array (1/2") mit 16 Mpix und  $1.12 \mu\text{m}$  Pitch vorgesehen. Damit ergibt sich das Abbildungsverhältnis  $V = 3.37 \mu\text{m} / 1.12 \mu\text{m} = 3 = f_{\text{Obj}} / f_{\text{Lenslet}}$ . Ordnet man jedem PC-Kanal 1/3 der verfügbaren 4'000 CMOS Pixel zu, wäre dies am CMOS Sensor  $\Delta x_{\text{CMOS}} = 1'333 \cdot 1.12 \mu\text{m} = 1.49 \text{ mm}$ , bzw. in der Objektebene  $\Delta x_{\text{FOV}} = 4.47 \text{ mm}$ . Man könnte daher  $Q = \{ 4.47 \text{ mm} / 0.168 \text{ mm} \}^2 = 708$  Zeichen simultan detektieren!

Frei verfügbar ist noch die Grösse der Brennweite  $f_{\text{Obj}}$ , durch die das CGH in Grösse und Auflösung bestimmt wird. Bei einer Brennweite von  $f_{\text{Obj}} = 5.6 \text{ mm}$  ergäbe dies  $\Delta x_{\text{CGH}} = 2 NA_{\text{SA}} f_{\text{Obj}} = 1.87 \text{ mm}$  mit  $\delta x_{\text{CGH}} = 1.87 \text{ mm} / 50 = 37 \mu\text{m}$  grossen CGH-Samples. Die Leistungsfähigkeit moderner Technologien zur Herstellung synthetischer Hologramme ist in der Info-Box III erläutert. Sie macht ersichtlich, dass die hier vorgestellte und anspruchsvolle PC-Applikation in keiner Weise das Potential dieser faszinierenden Technologie ausschöpft.

Würde man die PC-Zeichenerkennung rein digital durchführen, käme man bei der Anzahl auszuführender Floatingpoint-Operationen  $P = \{ Q \times K \times M \times (L+1) \}$  mit Q Anzahl der Zeichen im Gesichtsfeld, K Anzahl der PC-Filter, M Anzahl der Pixel pro Zeichen und L Anzahl nächster Nachbarn bei den im Beispiel genannten Werten [Q=708, K=6, M=2500, L=8] und einer Rechenzeit eines handelsüblichen Prozessors  $t = 2 \text{ ns}$  pro Floatingpoint-Operation zu  $T = P \cdot t = 0.19 \text{ s}$ . Der äquivalente optische Parallelprozess würde bei einer

8 R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures," *Optik* 35, 237 (1972)

9 Mit  $M = 50 \times 50 = 2'500$  Samplingpunkten liesse sich die ternäre Codierung der 6 PC-Filter für  $N = 3^6 = 729$  Zeichen durchführen.

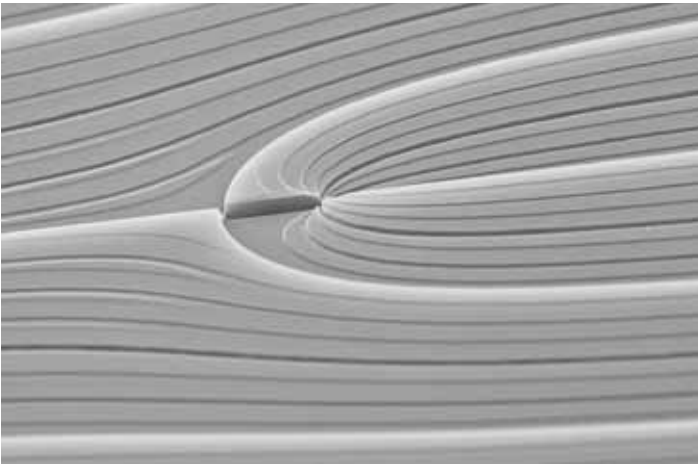


Abb. 4: Optische Phasenstruktur eines Digital Optischen Elements DOE, geätzt in Fused Silica.

[http://www.iap.uni-jena.de/Micro\\_+structure+technology.html](http://www.iap.uni-jena.de/Micro_+structure+technology.html)

## II: Systemoptimierung

### A) PRINZIP DER OPTIMIERUNG

Im Folgenden bezeichnen wir mit  $\mathbf{E}_{M,K}$  die Lösungsfunktionen des *inhomogenen* Gleichungssystems von (4) mit der zu minimierenden Varianz der Signalwerte von (5). Die Kovarianzmatrix der Eingangszeichen  $\Sigma_{M,M}^2$  nach (6) ist bei unkorreliertem Rauschen separierbar, diagonal und somit darstellbar als  $\Sigma_{M,M}^2 = \mathbf{C} \mathbf{C}^+$ .

Zur Minimierung von  $\sigma_{K,K}^2$  nutzt man die in der Praxis meist gegebene Überbestimmtheit des Gleichungssystems von (4) mit  $M > N$  und löst zusätzlich die *homogene* Gleichung

$$\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{G}_{M,R} = \mathbf{o}_{N,R} \quad \text{mit } R = M - N > 0 \text{ und Nullmatrix } \mathbf{o}_{N,R}. \quad (\text{A-1})$$

Die  $R$  Filtervektoren  $\mathbf{G}_{M,R}$  können mit beliebigen Koeffizienten  $\mathbf{g}_{R,K}$  kombiniert werden zu  $\mathbf{H}_{M,K} = \mathbf{G}_{M,R} \mathbf{g}_{R,K}$ , um so die allgemeine Lösung  $\mathbf{F}_{M,K} = \mathbf{E}_{M,K} + \mathbf{H}_{M,K}$  von (3) zu erhalten. Man beachte, dass die  $\mathbf{H}_{M,K}$  orthogonal sind zu  $\mathbf{E}_{M,K}$  mit  $\mathbf{E}_{K,M}^+ \mathbf{H}_{M,K} = \mathbf{I}_{K,N}^+ (\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{O}_{M,N}^+)^{\pm 1} \mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{G}_{M,R} \mathbf{g}_{R,K} = \mathbf{o}_{K,K}$  wegen (A-1). Die Minimierung von  $\sigma_{K,K}^2$  führt zu

$$\mathbf{H}_{M,K} = -\mu_{M,M} \mathbf{E}_{M,K} \quad \text{mit } \mu_{M,M} = \mathbf{G}_{M,R} (\mathbf{G}_{R,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \mathbf{G}_{M,R})^{-1} \mathbf{G}_{R,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \quad (\text{A-2a})$$

und somit zu

$$\mathbf{F}_{M,K} = \mathbf{E}_{M,K} + \mathbf{H}_{M,K} = (\mathbf{1}_{M,M} - \mu_{M,M}) \mathbf{E}_{M,K} \quad (\text{A-2b})$$

und zu

$$\sigma_{K,K}^2 = \mathbf{E}_{K,M}^+ (\mathbf{1}_{M,M} - \mu_{M,M}^+) \Sigma_{M,M}^2 (\mathbf{1}_{M,M} - \mu_{M,M}) \mathbf{E}_{M,K}. \quad (\text{A-2c})$$

### B) OPTIMIERUNG MIT REDUKTION DES RECHENAUFWANDES

Die obige Optimierung erfordert die Invertierung der großen  $R \times R$  Matrix in (A-2a). Der hohe numerische Aufwand lässt sich durch Einführung eines Hilfsoperators  $\mathbf{V}$  vermeiden.

#### Schritt 1: Modifizierung der Objekte

Der Hilfsoperator wird zuerst auf alle Objekte angewandt. Man erhält also die modifizierten Objekte  $\hat{\mathbf{O}}_{M,N} = \mathbf{V}_{M,M}^+ \mathbf{O}_{M,N}$ . Dabei ist  $\mathbf{V}_{M,M}^+$  eine Diagonalmatrix mit zunächst beliebigen Koeffizienten.

Laufstrecke des Lichtes vom Zwischenbild zum Detektor von 3 cm hingegen nur 0.1 ns betragen, unabhängig von  $P$ .

## Zusammenfassung

Bereits heute bringt die stetig wachsende Datenflut allein im Konsumbereich die vorhandenen Kommunikationskanäle an die Grenzen ihrer Belastbarkeit. Wenn nun zusätzlich Sensoren in der Industrie überall und rund um die Uhr zum Einsatz gelangen, wird neben einem massiven Ausbau der Datenübermittlungskapazität auch wieder über einen stärkeren Einbezug der Datenreduktion nachgedacht werden müssen. Es macht Sinn, Erfassung, Verarbeitung und Weitergabe bildhafter Daten als Gesamtprozess durchzuführen, um so die Durchlaufzeit zu minimieren. Sensorik und Datenverarbeitung würden zu „smart sensing solutions“ zusammenwachsen. Mittlerweile werden Geschäftsmodelle diskutiert, in denen der Wert eines Sensors allein durch die

#### Schritt 2: Optimierung

Auf die modifizierten Objekte  $\hat{\mathbf{O}}_{M,N}$  wird nun das selbe Verfahren wie in A) angewendet. Analog erhält man die zu diesen Objekten passenden Filter

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{E}}_{M,K} &= \hat{\mathbf{O}}_{M,N} (\hat{\mathbf{O}}_{N,M}^+ \hat{\mathbf{O}}_{M,N})^{-1} \mathbf{I}_{N,K} \\ &= \mathbf{V}_{M,M}^+ \mathbf{O}_{M,N} (\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{V}_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N})^{-1} \mathbf{I}_{N,K} \end{aligned}$$

sowie die optimierten orthogonalen Filter

$$\hat{\mathbf{H}}_{M,K} = (\dots) \mathbf{G}_{R,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \hat{\mathbf{E}}_{M,K}$$

mit (...) = analoge Terme aus (A-2a).

Als nächstes wird der Hilfsoperator in die PC-Filterfunktionen eingerechnet. Die derart modifizierten Filter  $\check{\mathbf{E}}_{M,K} = \mathbf{V}_{M,M} \hat{\mathbf{E}}_{M,K}$  sind somit wieder direkt auf die originalen Objekte anzuwenden. Man erhält:

$$\begin{aligned} \check{\mathbf{E}}_{M,K} &= \mathbf{V}_{M,M} \hat{\mathbf{O}}_{M,N} (\hat{\mathbf{O}}_{N,M}^+ \hat{\mathbf{O}}_{M,N})^{-1} \mathbf{I}_{N,K} \\ &= \mathbf{V}_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N} (\mathbf{O}_{N,M}^+ \mathbf{V}_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N})^{-1} \mathbf{I}_{N,K}, \end{aligned}$$

sowie die optimierten orthogonalen Filter

$$\begin{aligned} \check{\mathbf{H}}_{M,K} &= (\dots) \mathbf{G}_{R,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \check{\mathbf{E}}_{M,K} = (\dots) \mathbf{G}_{R,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \mathbf{V}_{M,M} \hat{\mathbf{E}}_{M,K} \\ &= (\dots) \mathbf{G}_{R,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \mathbf{V}_{M,M} \hat{\mathbf{O}}_{M,N} (\dots) \\ &= (\dots) \mathbf{G}_{R,M}^+ [\Sigma_{M,M}^2 \mathbf{V}_{M,M}^2] \mathbf{O}_{M,N} (\dots). \end{aligned}$$

#### Schritt 3: Spezielle Wahl des Hilfsoperators

Wählt man  $\mathbf{V}^2 = \Sigma^2$ , so wird

$$\check{\mathbf{H}}_{M,K} = (\dots) \mathbf{G}_{R,M}^+ \mathbf{O}_{M,K} (\dots) = \mathbf{o}_{M,K} \quad \text{wegen (A-1).}$$

Mit dieser Wahl sind die  $\check{\mathbf{E}}_{M,K}$  bereits optimal, die  $R \times R$  Matrix aus (A-2a) muss nicht invertiert werden, da sich die orthogonalen Filter  $\check{\mathbf{H}}_{M,K}$  zu  $\mathbf{o}$  ergeben.

Man bekommt somit als Ergebnis der Optimierung die Ausdrücke (7) und (8), also

$$\check{\mathbf{E}}_{M,K} = \Sigma_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N} (\mathbf{O}_{N,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N})^{-1} \mathbf{I}_{N,K} \quad \text{anstelle von (4),}$$

und die minimierte Signalvarianz

$$\sigma_{K,K}^2 = \mathbf{I}_{K,N}^+ (\mathbf{O}_{N,M}^+ \Sigma_{M,M}^2 \mathbf{O}_{M,N})^{-1} \mathbf{I}_{N,K} \quad \text{anstelle von (5).}$$

Die  $M \times M$  Matrix  $\Sigma$  ist wegen ihrer Diagonalität leicht invertierbar. Wie ersichtlich, erfüllt  $\check{\mathbf{E}}_{M,K}$  die PC-Codiergleichung  $\mathbf{O}_{N,M}^+ \check{\mathbf{E}}_{M,K} = \mathbf{I}_{N,K}$ .

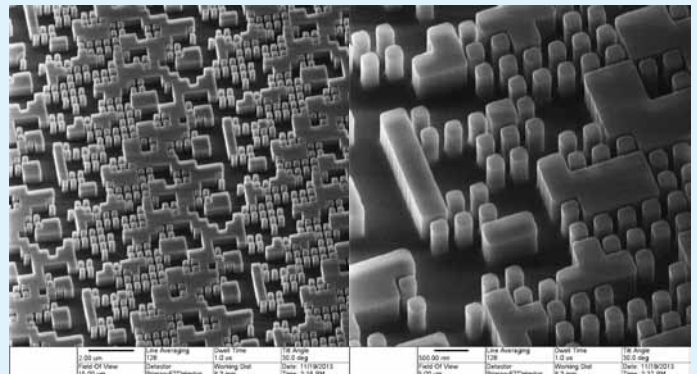
### III: Mikrostrukturtechnik

Fraunhofer Leistungszentrum Photonik der Friedrich-Schiller- Universität Jena / Institut für Angewandte Physik ([http://www.iap.uni-jena.de/Micro\\_+structure+technology.html](http://www.iap.uni-jena.de/Micro_+structure+technology.html))

Mikro und Nanostrukturen haben sich in der Optik seit Langem fest etabliert. Sie realisieren in steigendem Maße wichtige optische Eigenschaften und Funktionen, für die es auf andere Weise keinen Zugang gibt. 2 Beispiele dafür sind optische Gitter in Spektrometern oder computergenerierten Hologrammen (CGH) für die interferometrische Prüfung optischer Freiformflächen. Dank der sich ständig weiterentwickelnden Strukturierungstechnologien können immer kleinere und genauere Strukturen in der Wissenschaft wie auch in Produkten genutzt werden. Im Fraunhofer Leistungszentrum Photonik, dem auch das Institut für Angewandte Physik der Uni Jena angehört, wird seit Jahren eine leistungsfähige Mikro- und Nanostrukturierungstechnologie betrieben. Die Strukturierung am Anfang der Technologiekette geschieht mittels Elektronenstrahlithografie (SB350 OS, Firma Vistec) oder mittels LED-Schreiber (HIGHFIVE, Eigenentwicklung). Beide Geräte sind in ihrem jeweiligen Einsatzbereich extrem leistungsfähig und stellen die Grenzen des derzeit Machbaren dar.

So arbeitet die Elektronenstrahlithografieanlage SB 350 OS mit einem „variable shape beam“ oder mit „cell projection“ auf großen Substraten bis 300 mm Kantenlänge und

15 mm Dicke. Dabei sind sehr hohe Schreibgeschwindigkeiten für sich wiederholende Nanostrukturen erreichbar. Beispielsweise ein Gitter mit 200 nm Periode (100 nm linepairs) auf einer Fläche von 100 mm x 100 mm benötigt nur eine Schreibzeit von ca. 6 Stunden, wobei das Placement der Struktur unter 1.5 nm rms und die Genauigkeit der Gitterperiode unter 5 pm (10 nm Integrationslänge) liegen. Mittels Ätzverfahren lassen sich die Strukturen binär oder profiliert in Substrat- oder Schichtmaterialien hineinätzen. Auf Basis mehrerer Strukturierungsschritte sind auch Mehrebenenprofile und damit nahezu beliebige diffraktive Strukturen mit, aus mehreren Funktionen kombinierten Phasenfunktionen [z.B. in Fused Silica (Kieselglas) oder Silizium], realisierbar.



DOE auf Basis effektiver Medien, Pixelgröße der diffraktiven Pixel 380 nm, innerhalb des Pixels wird ein effektiver Brechungsindex durch eine Substruktur realisiert, Material ist Fused Silica.

Qualität der aufgearbeiteten Information bestimmt wird, die zur Cloud gesendet wird.

Die Datenreduktion sollte daher unmittelbar nach oder besser schon während der optischen Datenaufnahme erfolgen. Höchste Effizienz erreicht man, wenn a-priori Information über die zu identifizierenden Zeichen oder Strukturen vorliegt, so dass sie einem Kollektiv zugeordnet werden können. Das Kollektiv kann durchaus verschiedene Lagen, Massstäbe, Orientierungen, Verzerrungen desselben Körpers als eigene Objekte enthalten, so lange sie sinnvoll unterscheidbar sind. Alle, im Gesichtsfeld der Optik sich befindenden Zeichen können dann mittels weniger Filter in die Codeindizes transformiert werden, mit denen sie im Kollektiv registriert sind. Nur diese wenigen Bits müssen elektronisch an die Cloud weitergegeben werden. Die Transformation kann digital oder optisch vorgenommen werden.

Bei der optischen Variante wird das von jedem Objektzeichen emittierte Lichtbündel z.B. in 6 Teilbündel aufgeteilt und 6 synthetischen Hologrammen (Computer Generated Holograms CGH) zugeführt, die auf eine gemeinsame Quarz-Trägerscheibe lithographisch geätzt wurden. Das Einsetzen der Scheibe in das PC-Modul ist mechanisch unkritisch. Das PC-Gesamtmodul ist nur wenige cm gross und kann als Hardware-„Add-on“ moderner Digitalkameras somit leicht in industrielle Anlagen eingebaut werden.

Der Sinn dieses Artikels ist, auf das leider zu wenig bekannte Potential optischer Bildverarbeitung zu verweisen. Dank gemachter Fortschritte in der Optikfertigung, der Lithographie und der Sensorik eignen sich optische Methoden für intelligente und extrem schnelle Analysen sehr grosser Datenmengen. Die früher vorhandenen Bedenken, dass die

Optik wegen ihrer unhandlichen Grösse nicht praxistauglich und wegen der hohen Genauigkeitsanforderung nur von Experten beherrschbar sei, sind heutzutage unbegründet. Die Miniaturisierung und die Genauigkeitsanforderungen werden durch moderne Herstellprozesse gewährleistet, während der Einbau in handelsübliche Kameras normalen Fertigungstoleranzen unterliegt. Allerdings muss die Aufgabenstellung eines optischen Prozessors gut definiert sein, da eine ‚Umprogrammierung‘, also ein Wechsel der CGHs, immer mehr Zeit bräuchte als bei einer rein digitalen Vorgehensweise. Dann jedoch läuft der optische Parallelprozess stets in Bruchteilen von Nanosekunden ab, während bei der digitalen Variante die Rechenzeit je nach Anzahl durchzuführender Floatingpoint-Operationen durchaus in den Sekundenbereich gelangen kann. Unser Artikel soll auch Hochschulinstitute ermutigen, sich wieder vermehrt dem Thema ‚programmierter‘ Optik anzunehmen. Schliesslich ist das 21. Jahrhundert das des Photons!

Die grundlegenden PC-Konzepte wurden von beiden Autoren anfangs der 80-er Jahre am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg entwickelt. Nach weiteren gemeinsamen Jahren an der Universität in Essen trennten sich ihre Wege: RH war bei der Firma *Audiodev* für Entwicklung und Produktion von Messgeräten für Oberflächenbeschichtungen zuständig, während BB bei *Leica Geosystems* in Heerbrugg die Optikentwicklung leitete.

# Musée de la Physique de Lausanne

Jan Lacki, Université de Genève, Jean-François Loude, EPFL, Antoine Pochelon, secrétaire de la SSP

## Motivations pour un Musée de la Physique

La recherche en sciences et en particulier en physique travaille à la création d'un savoir universel. Ce dernier n'est cependant pas immuable. L'histoire des sciences nous enseigne que les lois que l'on tenait jadis pour vraies et définitives ont été, avec le temps, toutes remplacées par d'autres, rendant mieux compte de phénomènes, ou de portée plus générale. De même, les thèmes de recherche évoluent, voire changent parfois radicalement, au gré de ce que la communauté savante considère être le but de sa démarche <sup>1</sup>, de ce qu'elle accepte comme licite <sup>2</sup>, au gré enfin des paradigmes qu'elle se donne <sup>3</sup>.

Dans cette vision d'une science en perpétuelle évolution, on a fait jouer aux concepts et aux théories le rôle primordial. Jusqu'à peu encore, on racontait l'histoire de la physique en termes exclusifs d'un enchaînement de progrès conceptuels qui résultaient en des théories de plus en plus puissantes. Bien sûr, on n'oubliait pas l'importance des expériences (la physique est tout de même une science expérimentale) mais ces dernières étaient présentées, quand il ne s'agissait pas de pures découvertes, que comme des conséquences de l'activité théorique, consistant essentiellement en des corroborations ou des falsifications des hypothèses données à l'avance.

Depuis quelques décennies maintenant, cette subordination, dans le récit historique et la caractérisation épistémologique de la physique, de l'expérience à la théorie, n'a plus cours. Selon les tenants du « tournant pratique », l'activité expérimentale mérite d'être étudiée pour elle-même, dans sa logique et ses moyens propres. Ian Hacking, un des pionniers de cette nouvelle vision de l'expérience et de l'expérimentation, affirme ainsi « Experiments have a life of their own »<sup>4</sup>. On s'est ainsi récemment beaucoup intéressé aux stratégies de validation des résultats expérimentaux, aux savoirs tacites qui règlent la démarche de l'expérimentateur, aux savoirs-faire qui font la différence sans nécessairement être consignés dans les protocoles et les comptes rendus. Dans cette nouvelle approche de l'expérimentation, épistémologiquement affranchie de la théorie, l'instrument joue bien sûr un rôle clé. Il n'est plus une simple partie du dispositif expérimental, il est le médiateur central entre le physicien et la réalité, il est un dispositif dont la construction et le fonctionnement constituent, pour l'expérimentateur, un objet d'intérêt en soi (indépendamment donc de l'hypothèse visée par l'expérimentation). Dans cette optique, l'instru-

<sup>1</sup> Le rôle de la science doit-il s'arrêter à la description des régularités phénoménales, comme le voudraient les positivistes, ou doit-il, plus ambitieusement, rechercher leurs causes ?

<sup>2</sup> La fin du XIXe siècle voit par exemple les physiciens se disputer sur la légitimité de l'hypothèse atomique, qui, selon certains, n'a pas sa place en physique car elle invoque des entités fondamentalement inobservables.

<sup>3</sup> En rapport avec le rejet de l'atomisme, le paradigme de la réduction de la physique à une mécanique est par exemple remis en question en faveur d'une refonte de la physique sur la base d'une science générale de l'énergétique chère à Rankine ou encore Mach et Duhem.

<sup>4</sup> Voir à ce sujet le bel article on-line: Franklin, Allan and Perovic, Slobodan, "Experiment in Physics", The Stanford Encyclopedia of Philosophy (Winter 2016 Edition), Edward N. Zalta (ed.), <https://plato.stanford.edu/archives/win2016/entries/physics-experiment/>

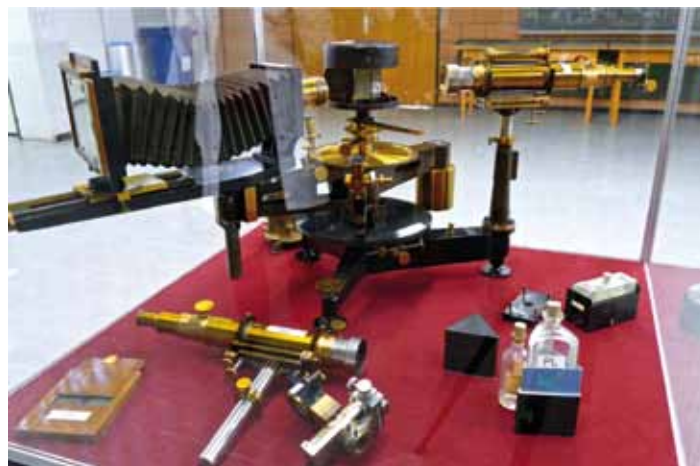


Fig. 1: Exemple d'objets conservés et de sa fiche d'inventaire sommaire

Catalogue SIP (en français 1912 et en anglais 1913):

"Nouveaux spectromètres et spectrographes de précision"

Art. 2208: Spectromètre avec 2 microscopes, sans prisme; prix 1900 Fr (364 \$)

Art. 2209: Spectromètre avec 4 microscopes, sans prisme; prix 2400 Fr (444 \$)

Chambre noire pour plaque format 9 x 12 (avec téléobjectif); prix 450 Fr (90 \$)

ment est un véritable « producteur » des faits qui relèvent autant, sinon plus, de ce que l'instrument est et de comment l'expérimentateur le conçoit, que de ce que la nature est « intrinsèquement ».

Mais au-delà de ces considérations, et plus immédiatement, l'instrument est également un formidable outil pour raconter et vulgariser l'activité scientifique. S'ils sont bien mis en valeur et exposés, les instruments parlent en fait plus fort et de manière plus suggestive de l'histoire de la physique que bien des livres. Ils nous signalent par leur existence même où étaient placés les centres d'intérêts d'une époque, en plus du témoignage qu'ils apportent sur les moyens techniques disponibles à telle époque.

Tel est le cas des instruments exposés au Musée de la Physique de l'UNIL. Il est par exemple intéressant de noter que la spectroscopie optique instrumentale a précédé de près d'un siècle l'arrivée de la physique quantique. Des spectros-



Fig. 2: Vue d'une partie des vitrines du Musée



Fig. 3: Vitrine n.14, de haut en bas et de gauche à droite : chronoscope Hipp (Neuchâtel, 1886); rouleau à calcul Loga (Uster, ZH, 2e quart XXe s.); planimètre Amsler (Schaffhouse, 1867); machine à calculer Facit (Suède, ~1925); balance de Westphal (Celle, D, 1881); balance analytique (August Sauter, Ebingen, Württemberg, début 20e s.); balance de torsion électrique Cahn (Ca, US, 1970); balance de substitution de Mettler Typ S6 (Greifensee, ZH, 1965); balance de démonstration (Rueprecht, Wien, fin XIXe s.)

copies très perfectionnés, comme celui de la Fig. 1, ont été utilisés pour identifier les éléments chimiques sur Terre et dans les étoiles bien avant que l'hypothèse atomique ne soit acceptée sans réserve et qu'on sache mettre en relation la position des raies avec la structure des atomes. Mais le musée, par l'ensemble de sa collection, n'évoque pas seulement l'histoire de la physique et de la recherche. Il nous

### Accès au Musée : visite réelle et virtuelle

Depuis le site Web du Musée de physique, on peut maintenant voir des photos de toutes les vitrines et accéder interactivement à toutes les fiches d'inventaire, à partir d'un ordinateur, d'une tablette ou d'un « smartphone ». Allez sur le site du musée ou copiez le code QR dans votre « smartphone » ou tablette.



parle aussi de la manière dont la physique a été enseignée, donc de didactique, ou même encore de comment ces instruments ont servis de divertissement dans des démonstrations spectaculaires ou amusantes.

### Histoire du musée

Si le musée a été inauguré officiellement en 2009 et agrandi depuis, le travail a en fait démarré lors du transfert de la physique de l'UNIL à l'EPFL en 2003. En effet, lors d'une nouvelle affectation de locaux, il y a toujours des armoires qui s'ouvrent avec leur lot de découvertes insoupçonnées... Deux collègues de Jean-François Loude, connaissant son intérêt pour les instruments anciens, lui signalent qu'il y a des instruments anciens qu'il vaudrait la peine de montrer au public. Ils l'incitent à monter une exposition permanente de ces objets, encore peu nombreux. Il restait un peu d'argent à l'UNIL et quelques niches murales vacantes, ce qui a permis l'installation du musée dans le hall et les corridors du deuxième étage du Bâtiment des Sciences Physiques (BSP ou "Cubotron"), Fig. 2. En parallèle, chaque objet a été photographié et répertorié dans un inventaire détaillé, rassemblant ainsi une importante documentation autour de ces instruments.

### Contenu

Un site Web (<http://museephysique.epfl.ch>) décrit le Musée de la Physique de l'UNIL, montre des photographies de toutes les vitrines, donne accès aux fiches d'inventaire des objets exposés et à une liste de tous les appareils de la réserve.

### LA PHYSIQUE À LAUSANNE : REPÈRES CHRONOLOGIQUES

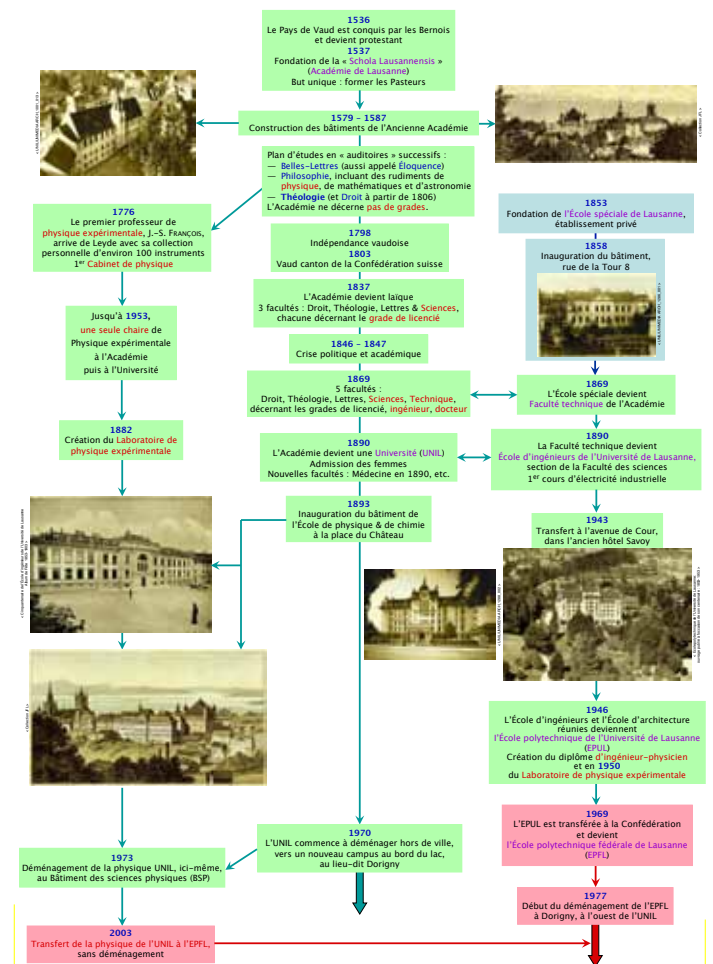


Fig. 4: Histoire de la physique à Lausanne

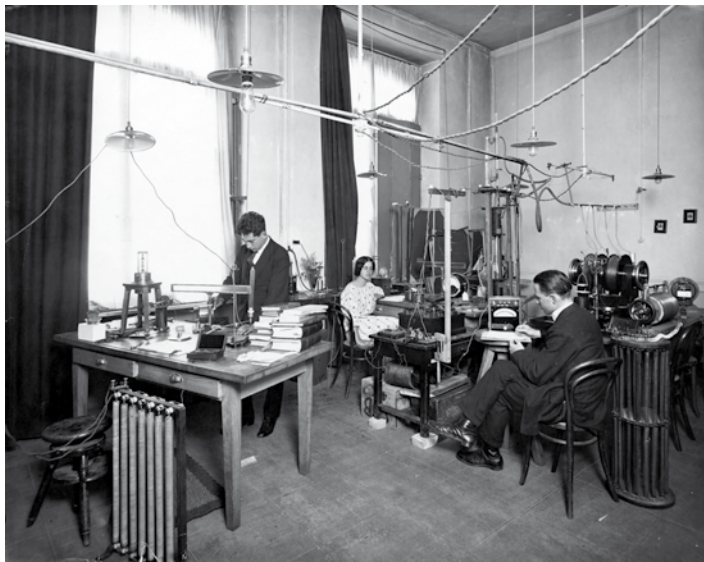


Fig. 5: Travaux pratiques à l'école de physique en 1923, on y reconnaît nombre d'appareils exposés

Le musée contient des instruments fabriqués et utilisés sur une période de plus de trois siècles : les plus anciens datent de la fin du XVIII<sup>ème</sup> siècle. Il a été décidé, arbitrairement, de n'exposer que des objets vieux de plus de 50 ans.

L'inventaire décrit plus de 950 objets, répartis dans 20 catégories inspirées des traités de physique expérimentale de la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle: Mathématiques; Poids & Mesures; Mécanique des corps solides; Hydrostatique et hydraulique; Pneumatique; Acoustique; Chaleur; Physique de l'atmosphère et de la Terre; Optique; Electricité & magnétisme; Chimie, chimie physique et électrochimie; Astronomie, cosmographie & géographie; Solides cristallins; Rayons X; Luminescence, phosphorescence; Radioactivité et physique nucléaire; Physique amusante; Equipement de laboratoire; Documents; A classer...

La provenance des objets rassemblés est diverse: essentiellement de l'UNIL (Physique expérimentale, astronomie, biologie et autres), EPUL (Electricité & Recherches nucléaires), Gymnase de la Cité, Collège de Vevey, Institut de radiophysique appliquée. Quant au lieu de fabrication, la plupart des instruments ont été fabriqués à l'étranger, principalement en France et en l'Allemagne... Une importante partie vient aussi de Suisse: une vitrine est consacrée aux constructeurs genevois, depuis Paul à la fin du XVIII<sup>ème</sup> s. jusqu'à la SIP (Société des Instruments de Physique) au début du XX<sup>ème</sup> s.

Les quelque 220 objets sont exposés dans 17 vitrines, dont l'une est montrée et détaillée en Fig. 3. Autant dire que le musée est riche ! Le style d'exposition est proche des «cabinets de physique» à l'ancienne, avec un relativement grand nombre d'objets dans chaque vitrine, cependant chaque fois accompagnés d'une notice explicative relativement détaillée.

Le reste (plus de 800 objets) est inventorié; mais tout ne mérite pas d'être exposé et d'ailleurs la place manque. En plus, un « purgatoire » rassemble une centaine d'instruments de moins de 50 ans, principalement électroniques (à lampes et à transistors), documentés mais non inventoriés. L'avenir décidera de leur sort...

À quoi servent ces instruments, basés sur des principes physiques ou mathématiques ?

- Démonstrations (au mieux semi-quantitatives) (de la conférence de vulgarisation à la démonstration de cours)
- Enseignement (travaux pratiques pour les étudiants)
- Pratiques professionnelles (théodolites pour les arpenteurs, polarimètres/saccharimètres pour les chimistes et les pharmaciens, rayons X pour les médecins, microscopes pour les biologistes, etc.)
- Parfois à faire progresser les connaissances (mais la recherche scientifique avance souvent par bond, et les appareils les plus perfectionnés et les plus coûteux ne sont pas une garantie de succès...)

On notera avec intérêt un tableau exposant les repères chronologiques de l'histoire de la physique dans les hautes écoles de Lausanne (voir Fig. 4), qui y a débuté timidement en 1776, avec l'arrivée du premier professeur de physique expérimentale venant des Pays-Bas, apportant son jeu personnel d'instruments de physique. Des photos montrent des laboratoires de l'Ecole de Physique en 1923, Fig. 5, où l'on constate que les femmes y semblaient bien représentées.

Le musée, actuellement, manque surtout de personnes jeunes et qualifiées aptes à guider des visites et, pourquoi pas, à faire revivre de vieux instruments par des démonstrations publiques. Il y aurait aussi de quoi remplir quelques vitrines supplémentaires. Enfin, et surtout, il n'avait pas été prévu que le bâtiment du BSP – actuellement très excentré par rapport à la population des étudiants en physique - ne serait quasiment plus fréquenté par les étudiants en physique de l'EPFL, ce qui pose la question de l'emplacement optimal du musée.

Jean-François Loude, né en 1938 à Vevey, a étudié la physique à l'EPUL. Après une spécialisation en physique nucléaire, il a obtenu en 1969 un doctorat de l'EPFL. Après deux ans passés au SIN (maintenant PSI), il a été rappelé à l'Institut de physique des hautes énergies de l'Université de Lausanne (UNIL). Il a participé à de grandes expériences au SIN et au CERN, en développant des détecteurs de particules et leur électronique associée. Professeur associé dès 1981, il a pris sa retraite en 2002. Il a publié de nombreux articles sur des aspects expérimentaux de la physique nucléaire et corpusculaire, de la supraconductivité à haute température et de la tomographie PET. Devenu professeur honoraire, hébergé par l'EPFL, il a commencé une nouvelle carrière consacrée à l'histoire des instruments de physique, rassemblant une documentation importante, visitant de nombreux musées scientifiques et techniques et contribuant activement à plusieurs conférences, voir sous : <http://people.epfl.ch/jean-francois.loude>. ([jean-francois.loude@epfl.ch](mailto:jean-francois.loude@epfl.ch))



Pour le musée: J.-F. Loude reconnaît, struxit et scripsit.

# Bücherecke - Le coin aux livres

Leonard Susskind et Georges Hrabovsky

## Le minimum théorique,

**tout ce que vous avez besoin de savoir pour commencer à faire de la physique**

Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, 2015, ISBN 978-2-88915-115-8, première édition française

Certains concepts sont parfois tellement à la base de la construction de la physique qu'il arrive qu'on en perde parfois un peu conscience. Des concepts pourtant essentiels. Ce livre nous fait repasser par les points marquants de la mécanique classique ... par ses concepts et ses méthodes. C'est là un chemin minimal, mais éminemment utile à travers les bases.

A l'origine de ce livre il y a un cours pour un public d'adultes intéressés, de gens qui ont rencontré la science dans une étape de leur vie ou au cours de leurs études, et qui s'en sont éloignés par la suite. Ce livre s'adresse donc d'abord à ce public qui n'a jamais oublié le goût qu'il avait pour les lois de l'univers et qui souhaite reconstruire un savoir épars, mais à un niveau nettement plus élevé que Scientific American. Pour Leonard Susskind, "le minimum théorique est tout ce que vous avez besoin de savoir pour passer au niveau supérieur. Cela ne signifie donc pas des livres épais et encyclopédiques qui expliquent tout, mais des livres minces qui expliquent tout ce qui est important."

Susskind est un amoureux de l'explication bien ciselée et de la meilleure approche de pensée : "Trouver la meilleure façon d'expliquer quelque chose est presque toujours la meilleure façon de la comprendre aussi soi-même." Susskind tient d'ailleurs bien compte de nos différents niveaux de compréhension: celui d'une approche logique, mais aussi celui d'une compréhension plus intuitive, avec les tripes. Ainsi, chaque chapitre est introduit par un bref dialogue sur un ton naïf et foncièrement curieux, mais qui nous amène de manière intuitive directement au cœur du sujet.

Si l'un des objectifs initial de la mécanique classique est de prédire l'avenir, le premier chapitre fait le point sur les limites de cette ambition, en passant par les notions de lois déterministes, de système réversible, d'espace d'état, de loi d'évolution élémentaire ... et en particulier par "la loi la plus fondamentale de toutes les lois de la physique, la conservation de l'information". Connaissant la bataille scientifique que Susskind a livrée sur la soi-disant "perte de

l'information" lors de l'engloutissement de matière dans un trou noir [1], on appréciera de voir ici explicitement détaillée cette loi n° -1 de la thermodynamique.

Les notions d'espace, de trigonométrie, de vecteur, permettent de décrire le mouvement d'une particule; puis avec le calcul différentiel et intégral, nous mène aux lois de la dynamique. En partant ensuite de l'équation de Newton et en utilisant le principe très fondamental de moindre action, on passe à la formulation plus ramassée d'Euler-Lagrange qui empaquette toutes les informations sur un système de manière très concise dans le Lagrangien. Cela permet tout d'abord de mettre en évidence des grandeurs conservées. Les symétries nous livreront ensuite d'autres lois de conservation. Puis ce sera la mécanique hamiltonienne, le fluide de l'espace des phases, le théorème de Gibbs-Liouville, les crochets de Poisson. Le volume se termine par les forces électriques et magnétiques.

De fréquents petits exercices stimulent l'appropriation des concepts (réponses disponibles sur le web). A propos de web, ne vous privez surtout pas de regarder les cours destinés à un large public donnés à Stanford [2] et qui ont donné naissance à ce livre et ceux qui suivent, pour en goûter la pédagogie. On aurait même envie d'aller jusqu'à affirmer que les quelques lapsus de Susskind font partie intégrante de sa volonté pédagogique, tellement ils sont porteur de sens.

Après avoir lu ce livre, vous aurez - comme le mécanicien consciencieux - vérifié le bon état de nombreux éléments de base de votre outillage théorique ... prêt à affronter la mécanique classique. Mais cela sera aussi une excellente préparation au plat suivant, au livre qui suit dans cette série et qui s'attèle aux outils de la mécanique quantique [3]. On ne peut qu'avoir envie de continuer ce chemin de qualité, après la belle expérience du premier volume.

Antoine Pochelon



[1] *Trous Noirs, La guerre des savants*, Leonard Susskind, Gallimard, Collection Folio Essais, 2012, ISBN 978-2-07-044314-7.

[2] <http://theoreticalminimum.com>

[3] *Mécanique Quantique, Le Minimum Théorique, tout ce que vous avez besoin de savoir pour commencer à faire de la physique*, Leonard Susskind et Art Friedman, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2015, 2016, ISBN 978-2-88915-155-4. Première édition française. Les deux tomes ont déjà été réimprimés plusieurs fois.

# Rückblick auf das Mini Symposium "Gravitationswellen"

David Müller, Präsident der Physikalischen Gesellschaft Zürich (PGZ)

Kein Jahr hat es nach Albert Einsteins vollständiger Formulierung der Allgemeinen Relativitätstheorie 1915 gedauert, bis er daraus die Existenz von Gravitationswellen ableitete. Von Anfang an war klar, dass es sich dabei um ein äusserst schwierig zu beobachtendes Phänomen handeln würde und Einstein selber hat sehr an ihrer praktischen Messbarkeit gezweifelt. Rund hundert Jahre später ist diese erreicht und damit ein komplett neues Fenster zum Universum eröffnet worden.

Es freut uns sehr, dass es für das mittlerweile traditionelle, gemeinsame Mini Symposium der SPG und der Physikalischen Gesellschaft Zürich (PGZ) gelungen ist, zu diesem aktuellen Thema am 26.11.2016 drei hoch qualifizierte Referenten aus der Schweiz, Deutschland und den USA an die Universität Zürich einzuladen und dem zahlreich erschienenen Publikum einen umfassenden Einblick in den Stand der Forschung zu ermöglichen.



Philippe Jetzer (Universität Zürich) führte in das Thema ein. Die im Vergleich zur elektromagnetischen Strahlung ausserordentlich schwache Koppelung der Gravitationswellen mit der Materie erschwert die Beobachtung der Gravitationswellen – ermöglicht andererseits aber auch den "Blick" durch die elektromagnetisch absorbierenden Bereiche des Universums bis sehr nahe an den Urknall zurück. Die erwarteten relativen Dehnungen und Stauchungen des Raumes im Bereich von  $10^{-21}$  entsprechen lediglich einem tausendstel des Durchmessers eines Protons im Verhältnis zu einer Messstrecke von 1 km. Die damit verbundenen experimentellen Herausforderungen sind offensichtlich. Bei der Beobachtung des Universums mit Gravitationswellen werden unterschiedliche Phänomene bei verschiedenen Frequenzen erwartet. Im "akustischen" Bereich von hun-



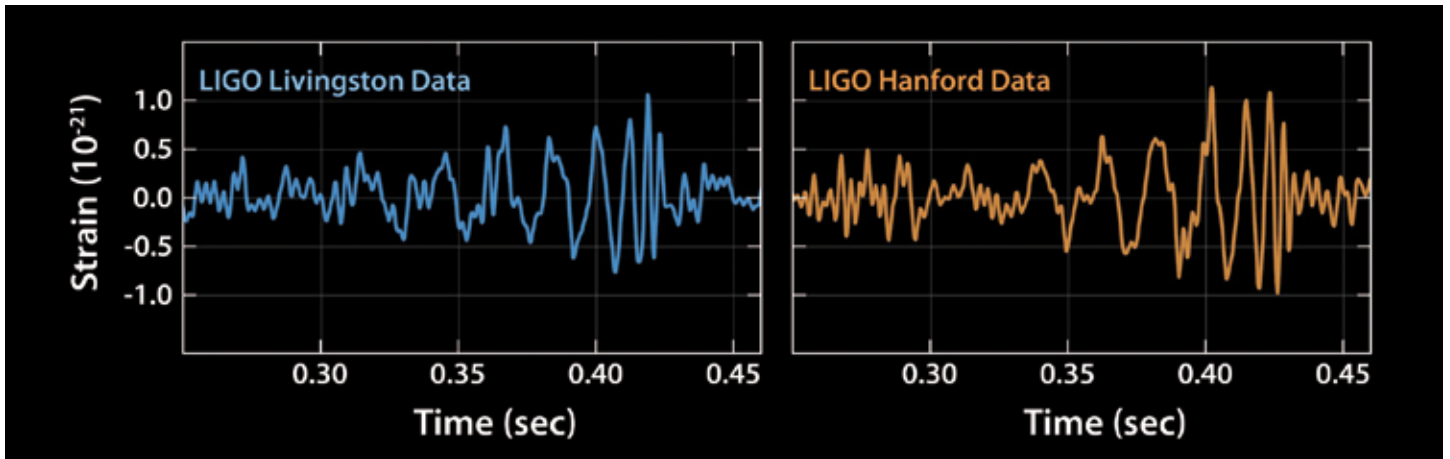
erten bis tausenden von Hz offenbaren sich Verschmelzungen von Neutronensternen und Schwarzen Löchern sowie der Kollaps von Supernovae; diese können heute durch das LIGO Experiment beobachtet werden. Im wesentlich tieferen Frequenzbereich von mHz bis gegen ein Hertz erwarten wir das Signal von der Verschmelzung sehr massereicher Schwarzer Löcher und von galaktischen Binärsystemen. Diese sollen in Zukunft durch das LISA Experiment untersucht werden.

Gerhard Heinzl vom Max-Planck Institut für Gravitationsphysik (Albert-Einstein Institut) Hannover hat das LISA Experiment vorgestellt, welches ab dem Jahr 2030 mit drei identischen Satelliten im Abstand von einigen Millionen Kilometern niederfrequente Gravitationswellen messen soll. Dazu werden die Abstände – genauer



gesagt minimale Fluktuationen dieser Abstände – zwischen frei schwebenden Testmassen innerhalb der Satelliten vermessen. Um äussere Einflüsse wie den Sonnenwind zu kompensieren, ohne dabei die freie Bahn der Testmassen zu stören, wird die Lage der Satelliten über Korrekturdüsen so kontrolliert, dass der Messraum immer exakt zur Lage der Testmasse zentriert ist. Die Position des Satelliten gegenüber der Testmasse wird dabei mit einem Mach-Zehnder Interferometer vermessen. Die dazu notwendige hoch präzise Technik ist 2016 in der Raummission LISA Pathfinder erfolgreich getestet worden. Bei LISA Pathfinder befinden sich zwei Testmassen innerhalb desselben Satelliten. Das gemessene Rauschen auf der Beschleunigung der Testmassen erwies sich dabei um einen Faktor zehn besser als erwartet! Mit diesen hervorragenden Werten hat die Technik ihren Reifegrad bewiesen und den zentralen technischen Meilenstein auf dem Weg zu LISA mit Bravour gemeistert. Beim geplanten LISA Experiment wird sich in jedem Satelliten eine Testmasse befinden, und die Abstände müssen aus der Summe der Positionen relativ zu den Satelliten plus die – um so viele Zehnerpotenzen grösseren – Abstände zwischen den Satelliten bestimmt werden. Für die Laser-Distanzmessung zwischen den Satelliten werden Teleskope mit ca. 30 cm Durchmesser notwendig sein.

Daniel Sigg vom LIGO Hanford Observatory (California Institute of Technology) konnte ausführlich über die erste direkte Messung von Gravitationswellen berichten. Das Ereignis vom 14. Sept. 2015 wurde unabhängig von zwei Interferometern im Nordwesten beziehungsweise im Südosten der USA aufgezeichnet. Dank der klaren Signatur des Signals konnte dieses mit allgemein gültigen Filteralgorithmen identifiziert werden. Damit besteht kein Risiko, dass eine Fluktuation fälschlicherweise als Signal interpretiert worden wäre. Das äusserst saubere Signal-to-Noise Ratio (SNR) von 23.7 bestätigt dies. Beim zweiten Event, welches am 26.12.2015 registriert wurde, beträgt das SNR 13.0, die Si-



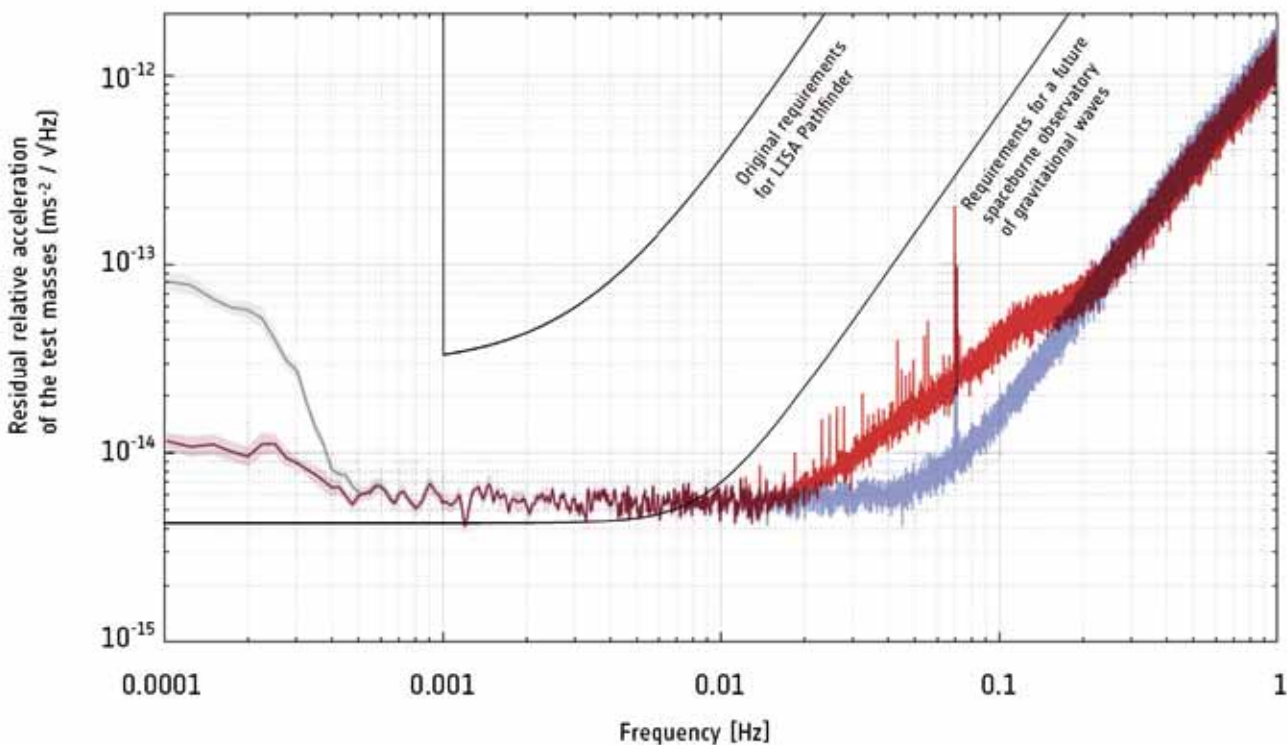
Relative Längenänderungen des Raumes, gemessen durch die beiden LIGO Detektoren am 14.9.2015. Das klare Signal mit abnehmender Periode entspricht der Endphase des Verschmelzens von zwei schwarzen Löchern.



gnifikanz beläuft sich auf 5 Sigma. Neben diesen wunderbaren Resultaten und ihren Implikationen auf unser Verständnis der Astrophysik hat Daniel Sigg auf die verschiedensten experimentellen Herausforderungen beim Betrieb von Instrumenten dieser Präzision, Grösse und Komplexität hingewiesen. Mit der Inbetriebnahme weiterer Interferometer an verschiedenen Standorten auf dem Globus wird die Abdeckung besser und durch die Korrelation der Daten die Möglichkeit zur Richtungsbestimmung entstehen.

Auch wenn Gravitationswellen durch ihre schwache Interaktion mit der Materie äusserst schwierig nachzuweisen sind, so sind sie trotzdem ungeheuer energiereich. Ihr erster indirekter Nachweis in den 1970er Jahren erfolgte über die Messung der Energieabstrahlung durch Gravitationswellen bei Doppelsternsystemen, respektive der daraus resultierenden Änderung der Umlaufzeiten. Im vom LIGO im September 2015 beobachteten Kollaps eines Systems von zwei Schwarzen Löchern wurde Energie entsprechend drei Sonnenmassen in Form von Gravitationswellen abgestrahlt. Der eigentliche Kernvorgang spielte sich innerhalb weniger als zwei Zehntelsekunden ab. Damit könnte es sich um das leistungsstärkste Ereignis handeln, welches bisher direkt beobachtet wurde.

Im Namen von SPG und PGZ möchten wir uns an dieser Stelle noch einmal bei allen Referenten und Helfern für das sehr eindrückliche Mini Symposium bedanken.



Rauschen auf den relativen Beschleunigungen bei LISA Pathfinder. Die gemessenen Werte sind um eine Grössenordnung besser als für LISA Pathfinder gefordert und erreichen bereits den für LISA notwendigen Bereich.

## „Physik anschaulich und interessant machen“

Bahar Behzadi, Physiklehrerin am Freien Gymnasium Zürich, hat mit ihren Schülern im Wettbewerb *Physik im Advent* (<http://www.physik-im-advent.de>) gewonnen. Der Siegerpreis war ein Besuch im Swiss Science Center Technorama in Winterthur, der durch das Technorama und die SPG gesponsert wurde. Im Interview mit Benedikt Vogel, Wissenschaftsjournalist mit regelmässigen Beiträgen auf <http://teilchenphysik.ch>, berichtet die 44-jährige Lehrerin über die Bereicherung für den Unterricht, die sie mit *Physik im Advent* erfährt, und vom Besuch mit ihrer Klasse im Technorama, der im November 2016 stattgefunden hat.

**BV: Frau Behzadi, Sie waren dieser Tage mit Ihren Schülerinnen und Schülern zu Besuch im Swiss Science Center Technorama in Winterthur. Wie ist die Wissenschaftsausstellung bei der Klasse angekommen?**

**BB:** Sehr gut. Der Besuch hat sehr gut gepasst, denn wir haben im Unterricht gerade das Thema Schwingungen und Wellen. Zu dem Thema gibt es im Technorama eine sehr schöne Ausstellung. Wir versuchen auch in der Schule, physikalische Phänomene verständlich zu machen, aber das ist nicht vergleichbar mit dem, was das Technorama anbietet.

**BV: Was zum Beispiel gibt es in Winterthur zu sehen, das Sie in der Schule nicht verfügbar haben?**

**BB:** Eine transversale oder eine longitudinale Welle können wir auch in der Schule zeigen, aber nicht in dieser Dimension wie im Technorama. Neu für die Schüler waren die Versuche zur stehenden Welle. Was wir an der Schule ebenfalls nicht zeigen können, sind etwa die grossen Blitze in der Elektrizitätslehre oder Versuche mit Supraleitern.

**BV: *Physik im Advent* ist ein Adventskalender im Internet, bei dem die Schüler jeden Tag ein einfaches physikalisches Experiment durchführen können. Was hat Sie vor einem Jahr bewogen, bei dem Wettbewerb mitzumachen?**

**BB:** Ich mache bei *Physik im Advent* seit Beginn mit, und jetzt auch 2016 wieder. Aktivitäten dieser Art sind eine Bereicherung für den Unterricht. Bei den Experimenten muss ich auch selber manchmal nachdenken, um sie ganz zu verstehen. Wir führen die Versuche in der Klasse durch. Dafür besorgen wir vorgängig das notwendige Material, wie es auf der Internetseite von *Physik im Advent* beschrieben ist. Die Experimente geben immer wieder Anlass für spannende Diskussionen mit den Schülern.

**BV: *Physik im Advent* stellt jeden Tag ein neues Experiment vor, während Sie die Schüler nicht täglich in Physik unterrichten. Wie lösen Sie dieses Problem?**

**BB:** Ich nehme mit meiner Schwerpunktfach-Klasse an *Physik im Advent* teil. Da sind nur acht, neun Schüler dabei, was die Abstimmung erleichtert. An den Tagen ohne Physikunterricht sehen wir uns manchmal in der Pause, um die Experimente zu besprechen. Oder die Schüler machen die Experimente allein zu Hause, erstellen davon ein Video, und anschliessend diskutieren wir im Chat darüber.

**BV: Unter welchen Voraussetzungen ist eine Teilnahme an *Physik im Advent* für Physiklehrkräfte besonders empfehlenswert?**

**BB:** Schüler aus Schwerpunktklassen sind natürlich besonders interessiert. Im Grundlagenfach gelingt es manchmal zumindest, Interesse zu wecken. Unterrichtet man eine ganze Klasse mit 20 Schülern, ist es ratsam, ein oder zwei

Experimente aussuchen, statt den ganzen Adventskalender durcharbeiten. Denn mit so vielen Schülern ist das Nachvollziehen und Diskutieren der Experimente doch recht anstrengend.

**BV: Unsere Webseite befasst sich hauptsächlich mit der Physik der Elementarteilchen. Welche Rolle spielt diese Fachrichtung in Ihrem Unterricht am Freien Gymnasium Zürich?**

**BB:** Wir machen Atom- und Kernphysik. Elementarteilchenphysik habe ich bisher leider nie unterrichtet. Das Thema interessiert mich aber schon, zumal die Schüler viel Interesse an CERN-Besuchen zeigen. Ich hatte bisher ganz einfach keine Zeit, eine passende Unterrichtseinheit zu entwerfen. Ich möchte dies aber noch tun, so wie ich es früher schon für die Quantenmechanik gemacht habe.

**BV: Was ist Ihr persönliches Rezept, um Schüler ganz generell für Physik zu interessieren?**

**BB:** Physik ist ein Fach mit sehr viele faszinierenden Phänomenen und praktischen Anwendungen. Das muss man den Schülern sichtbar machen. Und sie müssen die Möglichkeit bekommen, selber auszuprobieren. Leider ist das nur mit kleinen Klassen wirklich gut möglich. Nicht zu vergessen: Die Schulen müssen die nötige Zeit und das nötige Geld investieren.

**BV: Sie haben in Teheran und an der ETH Zürich studiert, befassten sich nach dem Erwerb des Dokortitels dann fünf Jahre bei ABB mit Halbleitertechnik. Ein Vorteil für den Unterricht?**

**BB:** Die Erfahrung aus der Industrie kommt mir heute als Physiklehrerin sehr zugut. Ich kann den Schülern vermitteln, wie wichtig die Technik im täglichen Leben ist und wie sehr wir davon abhängig sind. Das trägt viel dazu bei, Physik im Unterricht anschaulich und interessant zu machen.

*Interview: Benedikt Vogel (Dezember 2016)*



Die Schülerinnen und Schüler von Bahar Behzadi beim Besuch im Technorama. Foto: zVg

# Une visite à la Villa «Le Lac» Le Corbusier (Charles Edouard Jeanneret 1887-1965)

Minh Quang Tran

La Villa « Le Lac » [1] *Le Corbusier* est doublement connue: elle participait à l'Année Internationale de la Lumière par son illumination [2,3] et, plus récemment, l'œuvre de *Le Corbusier* a été honorée par l'Unesco, et donc la Villa « Le Lac » y a été incluse.

J'ai voulu mieux la connaître ainsi que les hommes qui sont derrière ce succès et suis donc allé la visiter en compagnie de Patrick Moser, son conservateur, et de Daniel Schlaepfer, l'artiste qui a conçu l'illumination. La première chose qui m'a interpellé a été de savoir quel rôle cette Villa a joué dans l'histoire de l'architecture. Patrick Moser m'a très clairement expliqué que cette Villa, construite pour les parents de *Le Corbusier*, était un vrai laboratoire pour l'étude de l'occupation de l'espace et de la recherche sur la lumière et sur la couleur. Son influence naturellement a été très grande. Des générations d'architecte l'ont examinée sous toutes les coutures, ou plutôt sous toutes les dimensions: le jour où j'étais venu, il y avait un groupe d'architecte taiwanais était là et regardait tous les recoins et mesurait la taille des diverses pièces, à la recherche des règles de proportions idéales. Plus intéressant encore, j'ai appris que le bureau d'architecture Sanaa, dont les fondateurs ont eu le prix Pritzker d'architecture, l'équivalent de notre Nobel, et constructeur du Rolex Learning Center de l'EPFL, y a fait le pèlerinage au grand complet. Patrick Moser m'a fait remarquer que si la Villa « Le Lac » représente une occupation linéaire de l'espace ouvert, le Rolex Learning Center procède de la même recherche mais à deux dimensions.



Figure 2. Rendu par Daniel Schlaepfer des couleurs des pièces vues depuis la façade sud. (© Luca Delachaux)

J'ai alors posé la question à Patrick Moser et Daniel Schlaepfer comment ils ont appris l'existence de l'Année Internationale de la Lumière et quelle était leur démarche. Très simplement, Daniel Schlaepfer m'a expliqué qu'il était allé à une conférence sur la photonique à Bâle et c'était à cette occasion qu'il avait appris l'existence de l'Année Internationale de la Lumière. Nos deux amis ont donc décidé d'illuminer la Villa « Le Lac » à l'occasion de la Nuit des Mu-



Figure 1. La Villa « Le Lac » éclairée par Daniel Schlaepfer (©: Julien Schlaepfer). Les teintes du coucher du soleil dans le ciel et sur le lac Léman se reflètent sur la façade sud, alors que l'entrée à droite est déjà dans les teintes de nuit.

sée 2015: le succès fut complet car plus de 500 personnes étaient venus admirer le résultat.

Plutôt que de discuter dans l'abstrait de l'œuvre de Daniel Schlaepfer, nous avons décidé de choisir une photo qui a été faite lors de cette occasion (Figure 2 tirée de [2]). Cette photo est en fait un rendu par Daniel Schlaepfer des couleurs originales de chaque pièce de la villa et on y voit la recherche faite par *Le Corbusier* sur les teintes pour toutes les pièces: par exemple le jaune-vert de la salle d'eau, le ton chaud la chambre à coucher, le vert plus calme pour la pièce de séjour favorisant la réflexion. En feuilletant le livre de photo [2], Daniel Schlaepfer m'en a suggéré d'autres, mais je l'ai choisie et je me suis demandé pourquoi elle m'intéressait aussi spontanément. Ce fut Patrick Moser qui me l'a expliqué, et ce fut la lumière ! Si vous la regardez, elle ressemble à un spectre d'absorption d'une étoile: on voit les diverses couleurs du spectre émis et les cadres des fenêtres avec leurs barres noires apparaissent comme les lignes d'absorption. Déformation professionnelle quand tu nous tiens! À charge maintenant à un collègue spectroscopiste de me trouver quelle substance a absorbé cette lumière.

Alors quels sont les plans de nous deux amis ? Là, malheureusement bien qu'étant dans le secret des dieux, je ne puis vous le dévoiler. Je ne peux que vous conseiller de suivre leur site pour savoir ce qui va se passer en 2017. Un grand projet est en gestation et je leur souhaite de réussir.

Un grand merci et toutes mes félicitations à vous, Patrick et Daniel, et bonne chance pour 2017 !

## Référence

- [1] <http://www.villalelac.ch/fr/>  
 [2] <http://www.call-me-edouard.com/fr/livres/une-petite-maison-de-nuit-10/>  
 [3] Communications de la SSP no. 49 (2016), p. 46

# MFLI Lock-in Amplifier

The New Standard – DC to 500 kHz / 5 MHz

starting at  
CHF 5 940.–

## All Instruments include



Spectrum Analyzer



Imaging Module



Parametric Sweeper



Threshold Unit Tip Protection



Oscilloscope with FFT



Python, MATLAB®, .NET, C and LabVIEW® interfaces

## Upgrade options

### Impedance Analyzer & LCR Meter

- 1 mΩ – 1 TΩ, 0.05% basic accuracy
- Compensation Advisor to achieve highest accuracy
- Confidence Indicator validates your measurements

### New 4 PID Controllers

- PID Advisor suggests initial set of parameters
- Auto-tune automatically minimizes residual PID error
- PLL Mode with  $\pm 1024 \pi$  phase unwrap for robust locking

### New AM/FM Modulation

- Generation and analysis of AM/FM modulated signals
- Single and higher order sideband analysis
- Adjustable filter settings for each frequency



Zurich  
Instruments

Your Application. Measured.

Get in touch  
[www.zhinst.com](http://www.zhinst.com)  
[info@zhinst.com](mailto:info@zhinst.com)  
+41 44 515 0410