

MASARYKOVA UNIVERZITA V BRNĚ
Přírodovědecká fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Brno 2005

Hana Martinásková

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity v Brně
Katedra obecné fyziky

FOTOELEKTRICKÝ JEV

Hana Martinásková

Brno 2005

Martinásková H.: *Fotoelektrický jev*. Bakalářská práce. Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity, Katedra obecné fyziky, Brno 2005.

Práce obsahuje 59 stran, 27 obrázků, 3 tabulky, 1 přílohu.

Práce zachycuje vývoj poznatků a představ o fotoelektrickém jevu od jeho objevu po experimentální potvrzení jeho teoretického vysvětlení. Výklad jevu klade důraz na fyzikální a fyzikálně-historické souvislosti a je doplněn návrhem souboru vhodných demonstračních experimentů ilustrujících teoretické úvahy. Součástí práce je provedení Millikanova pokusu – na komerčním demonstračním zařízení – s určením hodnoty Planckovy konstanty. Text je uzavřen diskuzí o školské prezentaci fotoelektrického jevu.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci *Fotoelektrický jev* vypracovala samostatně s použitím uvedených pramenů.

V Brně 22. května 2005

Hana Martinásková

Děkuji doc. RNDr. Aleši Lacinovi, CSc., že mě bezpečně a obětavě vedl při studiu fotoelektrického jevu a psaní této bakalářské práce. Zvláště mu pak děkuji za poskytnutí odborné literatury, cenné věcné rady a připomínky a – především – za jeho celkový přístup k různým problémům a skutečnostem, což mi (bez nadsázky) bylo velkým přínosem do mého osobního života.

Děkuji doc. RNDr. Ctiboru Tesařovi, CSc. za instrukce a pomoc při provedení demonstrační verze Millikanova experimentu a RNDr. Pavlu Konečnému, CSc. za komentáře k praktické realizaci pokusů ilustrujících představy o fotoelektrickém jevu.

Za poznámky ke zpracování výsledků provedeného experimentu pak děkuji doc. RNDr. Zdeňku Bochníčkoví, Dr., Mgr. Janě Jurmanové, Ph. D. a Mgr. Zdeňku Navrátilovi.

Svým rodičům děkuji za všestrannou podporu při mém dosavadním studiu a poskytnuté rodinné zázemí.

Konečně děkuji i své dobré kamarádce a spolužačce Jitce Strouhalové za pomoc při výběru tématu této práce, neboť se – jak dnes již mohu tvrdit – nemýlila, když pronesla: „Já jsem si říkala, že by se Ti mohl líbit fotoelektrický jev.“

Obsah

I.	Úvod.....	6
II.	Výklad fotoelektrického jevu (fyzikální a fyzikálně-historické souvislosti).....	7
II. 1.	Objev fotoelektrického jevu, první experimentální poznatky a snahy jejich objasnění	7
II. 2.	Einsteinova koncepce světelných kvant.....	25
II. 3.	Millikanovo potvrzení Einsteinovy koncepce světelných kvant.....	28
III.	Demonstrační experimenty ilustrující poznatky a teoretické úvahy o fotoelektrickém jevu	33
IV.	Demonstrace Millikanova experimentu a určení hodnoty Planckovy konstanty	36
IV. 1.	Popis experimentu	36
IV. 2.	Fotonka a její upevnění	38
IV. 3.	Optické uspořádání.....	40
IV. 4.	Vyžhavení anodového kroužku.....	42
IV. 5.	Vlastní měření a zpracování jeho výsledků	43
IV. 6.	Návod pro spolehlivou realizaci experimentu.....	47
IV. 7.	Zhodnocení demonstračního experimentu a jeho výsledků	48
V.	Školská prezentace fotoelektrického jevu.....	49
VI.	Závěr	50
	Obrázková příloha.....	51
	Použité prameny	56

I. ÚVOD

V druhé polovině devatenáctého století bylo podrobně zkoumáno záření zahřátých těles. Závěrem roku 1900 pak Max Planck našel správnou formuli pro spektrální hustotu rovnovážného tepelného záření, kterou následně fyzikálně zdůvodnil na základě své kvantové hypotézy. Přestože tato idea vedla ke zcela přesnému souhlasu s experimentem, byla přijata přinejmenším s rozpaky, jistou nedůvěrou a podezřením a sám Planck doufal, že se vyzařovací zákon podaří později objasnit bez jejího použití. Mělo to více dobrých důvodů. Za první fyzikové té doby dobře cítili, že kvantování energie oscilátorů je něčím, co se v zásadě protiví duchu a principům klasické Newtonovy fyziky. Druhým důvodem byla skutečnost, že rovnovážné tepelné záření (generované v dutině zahřátého tělesa) je komplikovaným jevem, který je podstatně ovlivněn i stěnami dutiny a způsobem interakce záření s nimi. O tom všem však záření vycházející z dutiny podává „souhrnnou“ informaci. Za třetí má fyzikální veřejnost určitý zdravý konzervatismus, který upřednostňuje vysvětlení nového jevu pomocí známých principů před jeho vysvětlením pomocí nově vymyšleného. Pozitivní rys tohoto přístupu spočívá v tom, že vede k objasňování mnohých přírodních jevů prostřednictvím malého počtu základních principů [10].

V letošním roce 2005, jenž byl vyhlášen Mezinárodním rokem fyziky nebo také Einsteinovým rokem, je tomu právě sto let, kdy šestadvacetiletý Albert Einstein, v té době technický expert III. třídy Švýcarského úřadu pro ochranu duševního vlastnictví v Bernu, publikoval v časopise *Annalen der Physik* článek *O jednom heuristickém aspektu týkajícím se vzniku a přeměny světla* [1]. V této práci – inspirovan Planckovou hypotézou – zavádí zcela novou ideu světelného kvanta. Pomocí ní podal velmi jednoduché vysvětlení fotoelektrického jevu, jehož experimentálně zjištěné vlastnosti nebylo možné objasnit v rámci klasických představ o mechanismu absorpce energie elektromagnetického záření elektrony v kovu.

Díky této Einsteinově práci z roku 1905, která zásadním způsobem ovlivnila další vývoj fyziky, učebnicová literatura prezentuje fotoelektrický jev jako důkaz kvantového charakteru interakce mezi elektromagnetickým zářením a látkou. Fotoelektrický jev tak sehrál významnou roli nejen v historii fyziky, ale je také důležitým tématem úvodních kurzů moderní fyziky.

II. VÝKLAD FOTOELEKTRICKÉHO JEVU (FYZIKÁLNÍ A FYZIKÁLNĚ-HISTORICKÉ SOUVISLOSTI)

II. 1. Objev fotoelektrického jevu, první experimentální poznatky a snahy jejich objasnění

Koncem roku 1864 James Clerk Maxwell poprvé publikoval své rovnice* popisující elektromagnetické pole v článku [13] nazvaném *Dynamika elektromagnetického pole*. Vektorový zápis těchto rovnic pomocí operátorů divergence a rotace – o něž se zasloužili Josiah Williard Gibbs a Oliver Heaviside – pochází až z přelomu devatenáctého a dvacátého století. Rovnice tak dostaly tvar:

$$\operatorname{rot} \vec{\mathcal{H}} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} \quad (\text{M1}) \qquad \vec{\mathcal{D}} = \varepsilon \cdot \vec{\mathcal{E}} \quad (\text{M5})$$

$$\operatorname{rot} \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} \quad (\text{M2}) \qquad \vec{\mathcal{B}} = \mu \cdot \vec{\mathcal{H}} \quad (\text{M6})$$

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{D}} = \rho \quad (\text{M3}) \qquad \vec{j} = \gamma \cdot \vec{\mathcal{E}} \quad (\text{M7})$$

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{B}} = 0 \quad (\text{M4}) \qquad \vec{F} = q(\vec{\mathcal{E}} + \vec{v} \times \vec{\mathcal{B}}) \quad (\text{M8})$$

tzv. hlavní Maxwellovy rovnice

Lorentzova rovnice

kde $\vec{\mathcal{E}}$ je elektrická intenzita, $\vec{\mathcal{H}}$ magnetická intenzita, $\vec{\mathcal{D}}$ elektrická indukce, $\vec{\mathcal{B}}$ magnetická indukce, $\vec{j}$ proudová hustota, $\vec{F}$ síla působící na bodový náboj, $\vec{v}$ rychlost elektrického náboje, q velikost elektrického náboje, ρ hustota volného náboje, γ měrná vodivost, ε permitivita prostředí, μ permeabilita prostředí a t je čas.

V uvedeném tvaru *Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole* platí pro izotropní látky, které jsou elektricky a magneticky měkké. Je-li navíc

* Maxwell sice neužíval dnes obvyklého vektorového počtu, rovnice však psal v podstatě po složkách v kartézských souřadnicích. Své představy o dynamickém elektromagnetickém poli završil a shrnul v roce 1873 v *Traktátu o elektřině a magnetizmu* [14]. Podrobnější informace viz např. [11].

prostředí homogenní (ε a μ jsou prostorově i časově konstantní), dokonale nevodivé ($\gamma = 0$), neobsahující volné náboje ($\rho = 0$), dostaneme z M1, M5 a M7:

$$\text{rot } \vec{\mathcal{H}} = \varepsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

z M2 a M6:

$$\text{rot } \vec{\mathcal{E}} = -\mu \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

z M3 a M5:

$$\text{div } \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad (1.3)$$

z M4 a M6:

$$\text{div } \vec{\mathcal{H}} = 0. \quad (1.4)$$

Dále z vektorové analýzy víme:

$$\text{rot rot } \vec{\mathcal{E}} = \text{grad div } \vec{\mathcal{E}} - \Delta \vec{\mathcal{E}}.$$

Odtud, z rovnice (1.2) a (1.3):

$$-\mu \text{ rot } \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t} = -\Delta \vec{\mathcal{E}}$$

a protože nezáleží na pořadí derivací podle času a souřadnic, můžeme psát:

$$\mu \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{\mathcal{H}}) = \Delta \vec{\mathcal{E}},$$

s přihlédnutím k (1.1) pak dostáváme rovnici pro vektor intenzity elektrického pole:

$$\Delta \vec{\mathcal{E}} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2}. \quad (1.5)$$

Analogicky bychom získali vztah pro vektor intenzity magnetického pole:

$$\Delta \vec{\mathcal{H}} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{H}}}{\partial t^2}. \quad (1.6)$$

(1.5) a (1.6) mají tvar vlnových rovnic pro vektorové veličiny $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{H}}$, v nichž součin $\varepsilon \mu$ má význam převrácené hodnoty kvadrátu rychlosti šíření příslušných vln:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}. \quad (1.8)$$

Tak Maxwell dospěl k závěru, že se v dielektriku nebo vakuu mohou šířit rychlostí v určenou rovnicí (1.8) elektrické a magnetické vlny. Tyto však nejsou na sobě nezávislé, ale vzhledem k rovnicím (1.1) a (1.2) tvoří nedělitelný celek. Proto se začalo mluvit o *elektromagnetických vlnách* nebo o *elektromagnetickém vlnění*, které se šíří rychlostí $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, ve vakuu tedy rychlostí:

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}. \quad (1.9)$$

Po dosazení známých experimentálně zjištěných hodnot permitivity a permeability vakua pak pro rychlost v_0 vyšla hodnota rovnající se velikosti c rychlosti světla* ve vakuu, tj. elektromagnetické a světelné vlny se ve vakuu šíří stejnou rychlostí†. Maxwell tak v části *Elektromagnetická teorie světla* svého článku [13] uvádí – jako přímý důsledek svých rovnic –

*„že světlo a magnetismus jsou projevy téže substance
a že světlo je elektromagnetický rozruch šířící se polem
podle zákonů elektromagnetizmu“.*

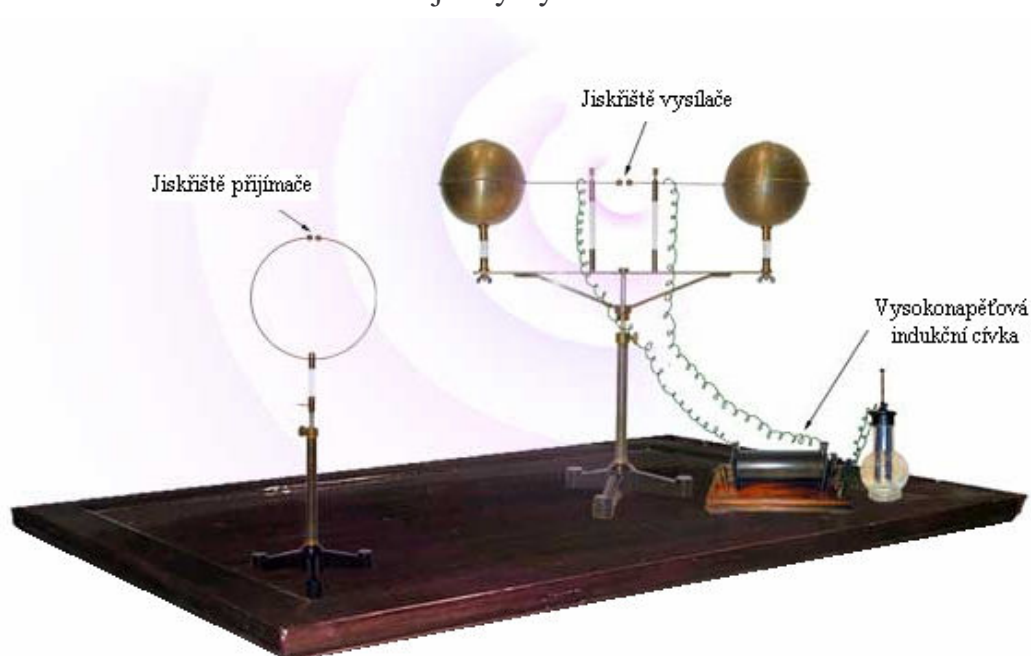
Z experimentálního hlediska Maxwellem předpovězené elektromagnetické vlny zkoumal německý fyzik Heinrich Hertz. Svými pokusy ukázal, že se tyto vlny šíří, odráží a lámou stejně jako vlny světelné a v roce 1888 tak potvrdil Maxwellovu elektromagnetickou teorii světla.

Prvního úspěchu při pokusech generovat a detekovat elektromagnetické záření dosáhl Hertz roku 1886. Pomocí vysokonapěťové indukční cívky získal mezi dvěma mosaznými hroty jiskrový výboj (viz obr. 1), ten mezi nimi vytvořil vodivou dráhu, po níž mohl elektrický náboj velmi rychle kmitat a emitovat tak elektromagnetické záření o vlnové délce rovné vzdálenosti mosazných koulí. K detekci záření Hertz použil přijímač v podobě měděného drátu tloušťky 1 mm stočeného do kruhu o průměru 7,5 cm tak, že jeho konce (jeden zbroušený

* Měření rychlosti světla provedl James Bradley (1728, aberace hvězd), Hippolyte Fizeau (1849, ozubené kolo), Jean Foucault (1850, rotující zrcadlo). Podrobněji viz např. [21], [23].

† Shoda experimentálních hodnot v_0 a c byla pozoruhodná, protože měření veličiny v_0 byla prováděna ryze elektromagneticky. (Maxwell dokonce přímo píše, že „světlo bylo v tomto experimentu použito pouze tak, že se hledělo na měřicí přístroje.“) [11]

do hrotu, druhý zakončen kulovou plochou z mosazi) byly dostatečně blízko sebe (řádově setiny milimetru). Skutečnost, že přijímač zachytil elektromagnetické vlnění emitované z vysílače, byla signalizována vznikem jiskrového výboje mezi těmito dvěma konci. Uvážíme-li však jejich relativně malou vzdálenost, je zřejmé, že jiskru vůbec spatřit bylo vážným problémem. Proto Hertz umístil detektor do tmavé schránky. Pak ale dospěl k pozoruhodnému faktu. Zpozoroval, že v tomto případě jiskrový výboj v přijímači probíhá méně ochotně, totiž že maximální délka jiskrového výboje je rozhodně menší než v předchozích pokusech, kdy nebyl detektor zatemněn. To byla tedy dost nepříznivá situace – buď byla jiskra v přijímači obtížně pozorovatelná v důsledku celkového osvětlení aparatury světlem z jiskry vysílače, nebo jiskrový výboj v přijímači nechtěl proběhnout z důvodu zastínění od jiskry vysílače.

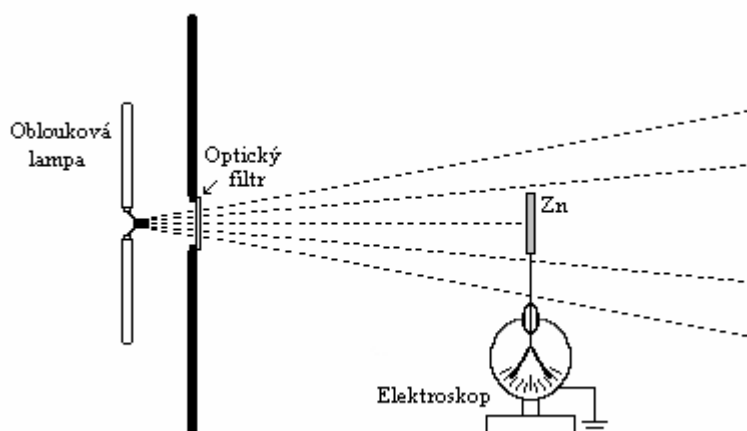


Obr. 1. Hertzova aparatura ke generaci a detekci elektromagnetických vln [35]

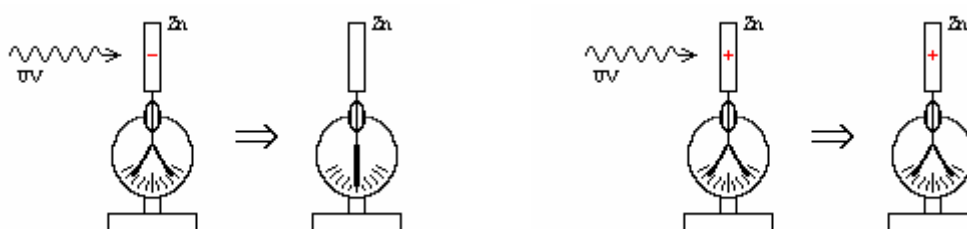
Hertz pak provedl analýzu tohoto jevu, který byl nazván *fotoelektrickým jevem* nebo krátce *fotoefektem*, neboť k němu docházelo v důsledku dopadajícího světla. Shledal, že skleněná deska mezi vysílačem a přijímačem způsobí stejný efekt jako při umístění přijímače do tmavé schránky, naopak že křemenná deska nikoli. Poté použil křemenného hranolu k rozložení světla jiskry vysílače na jednotlivé spektrální složky a zjistil, že jiskrový výboj v přijímači činí mohutnějším právě záření s vlnovou délkou z ultrafialové oblasti spektra.

Po několika měsících experimentální činnosti zabývající se fotoelektrickým jevem, k jehož objevu dospěl v roce 1887 v rámci svých pokusů generovat a detekovat elektromagnetické záření, Heinrich Hertz odeslal do časopisu *Sitzungsberichte der Berliner Akademie der Wissenschaften* článek *O vlivu ultrafialového záření na elektrický výboj* [24]. V něm uvádí, že se omezuje jen na popis souvislostí získaných výsledků, aniž by se pokusil o jakýkoli teoretický výklad pozorovaného jevu.

V následujícím roce 1888 Wilhelm Hallwachs popsal tento experiment (viz obr. 2): Čistá zinková destička byla upevněna na izolovaném podstavci a vodičem připojena k elektroskopu, na nějž byl (ze vně) přenesen záporný náboj. Po té se elektroskop vybíjel pomalu. Jestliže však byla zinková destička vystavena ultrafialovému světlu z obloukové lampy nebo záření hořícího hořčíku, elektroskop se vybíjel naopak rychle. Pokud byla destička kladně nabita, pak k rychlému úniku náboje nedocházelo. Z těchto pozorování tedy vycházelo, že efekt je unipolární a že při něm zřejmě dochází k emisi záporných částic (viz obr. 3).

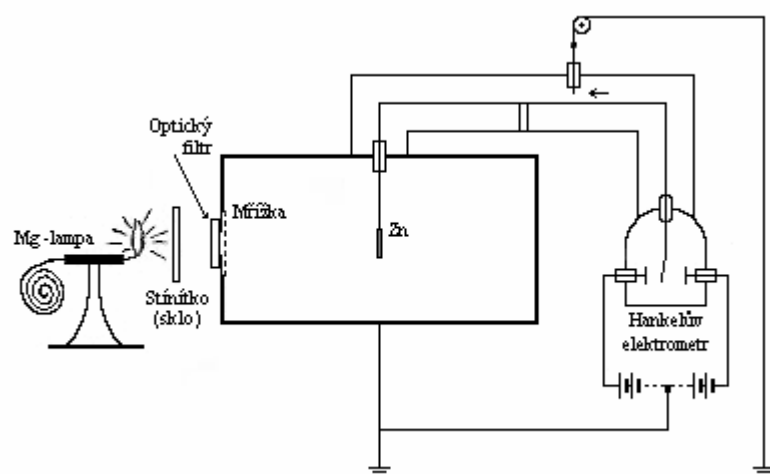


Obr. 2. Halwachsův experiment se zinkovou destičkou



Obr. 3. Unipolarita fotoelektrického jevu

Hallwachs postupně experimentální uspořádání se zinkovou destičkou zdokonalil (viz obr. 5) citlivým Hankelovým elektrometrem (obr. 4).



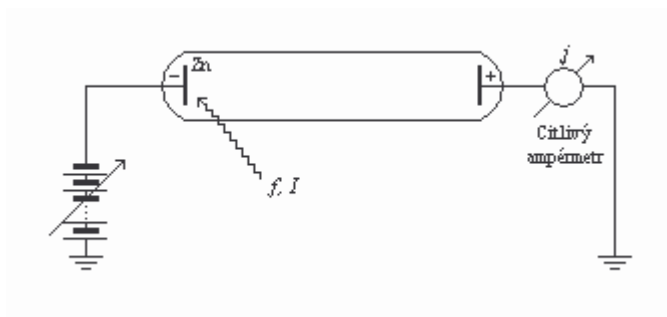
Obr. 5. Halwachsův experiment se zinkovou destičkou

V roce 1889 pak Alexandr Stoletov ukázal, že pro případ kovu ozáření vlnovou délkou větší než 295 nm efekt nezpůsobí, tedy že existuje určitá tzv. *prahová frekvence* f_0 , pro niž a pro frekvence větší efekt nastává, a vytvořil první fotočlánek – zařízení produkující *fotoelektrický proud*, tj. elektrický proud protékající obvodem v důsledku dopadajícího záření. Stoletov zjistil, že tento proud je přímo úměrný intenzitě dopadajícího světla a že mezi ozářením a začátkem průtoku fotoproudu obvodem uplyne méně než jedna milisekunda.



Obr. 4. Hankelův elektrometr [29]

Těchto výsledků (přibližně ve stejném období) dosáhl nezávisle na Alexandru Stoletovovi Wilhelm Hallwachs, který fotoefekt pozoroval ve vyčerpaných trubicích (viz obr. 6). Elektrody byly vyrobeny z různých kovů – zinku, rubidia, draslíku či sodíku. Hallwachs na ně nechal dopadat monochromatické záření, jehož vlnovou délku systematicky měnil. Pozoroval, že k fotoelektrickému jevu nedochází při ozáření kovu červeným a infračerveným zářením, tj. světlem vlnových délek intervalu (760; 300 000) nm. Během dalšího zkoumání zjistil, že fotoelektrický jev je poněkud zvýrazněn zvýšením teploty katody.



Obr. 6. Fotoelektrický jev ve vyčerpané trubici

V dlouhé sérii měření v roce 1891 Johann Elster a Hans Geitel zkoumali fotoelektrické odlišnosti různých alkalických kovů a jejich slitin. Ozařovali je například různými spektrálními složkami slunečního světla, světlem kerosinové lampy nebo světlem dočervena rozžhavené skleněné tyče. Zjistili, že čím vyšší je elektropozitivita kovu, tím nižší je jeho prahová frekvence f_0 fotoefektu a že pro rubidium, draslík, sodík a jejich slitiny k fotoelektrickému jevu dokonce dochází, dopadá-li na ně záření viditelné oblasti spektra.

Během let 1887 až 1891 se tedy dospělo k řadě podstatných *experimentálních* poznatků o fotoelektrickém jevu:

- (0) samotná existence fotoelektrického jevu,
- (1) pokud jev nastane, pak hustota fotoproudu roste s intenzitou ozařování,
- (2) jev začíná existovat od určité prahové frekvence f_0^* ,

* Prahová frekvence f_0 se též nazývá *červeným prahem fotoelektrického jevu*, neboť jde o minimální frekvenci záření, pro niž efekt nastává a ve spektru viditelného světla má nejnížší frekvenci právě barva červená.

- (3) neexistuje prodleva mezi začátkem ozařování a vznikem jevu, tj. fotoproud teče okamžitě po ozáření,
- (4) hustota fotoproudu roste s frekvencí záření.

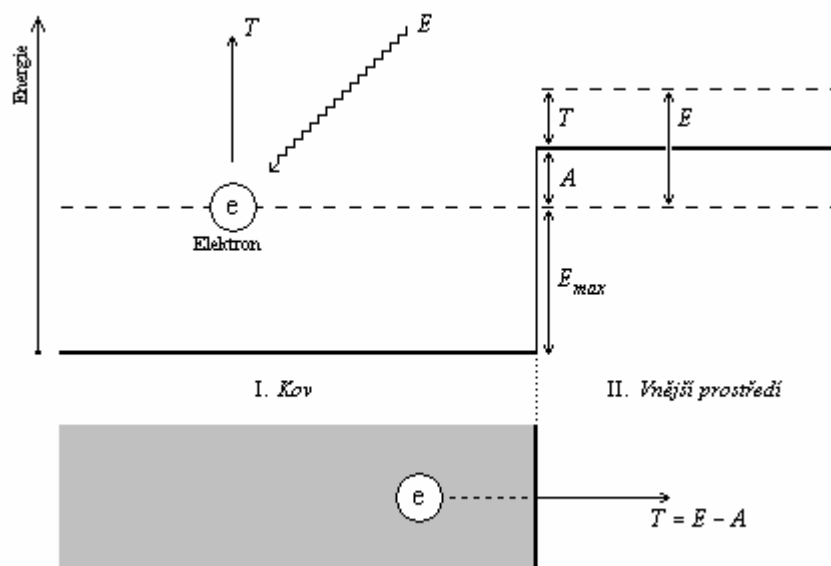
I když tato fakta o fotoelektrickém jevu mnohé vypovídala, žádný z experimentátorů nepodal jejich teoretické vysvětlení.

Badatelé se dále soustředili na identifikaci nositelů náboje a určení jejich fyzikálních vlastností. Bylo zřejmé, že těmito nositeli nejsou molekuly plynu*, které obklopují ozařovanou katodu, neboť fotoefekt probíhal i při malém tlaku plynu a existoval dále nezávisle na tlaku plynu až do nejhlubšího dosažitelného vakua ve vyčerpaných trubicích. V podstatě však situace zůstala nejasná až do roku 1899, kdy Joseph John Thomson experimentálně identifikoval† v nositelích záporného náboje unikajících z ozařovaného kovového vzorku elektrony [27]. Dospělo se tak k přesvědčivé představě o tom, co se při fotoelektrickém jevu děje: Elektrony nacházející se v kovu katody se rozkmitají v důsledku oscilujícího elektrického‡ pole dopadajícího elektromagnetického záření. Jestliže elektron tímto způsobem získá dostatečnou energii, může kov opustit (viz obr. 7). Elektrony, které jsou uvolňovány z kovu v důsledku jeho ozáření, se nazývají *fotoelektrony*.

* Pozdějších Lenardovy experimenty (1902) ukázaly, že nositeli náboje nejsou ani atomy fotokatody. Lenard používal katodu z amalgamu sodíku a pokud by její atomy byly nositeli náboje, pak by se v důsledku tehdy měřeného fotoproudu na sběrném anodovém drátu usadilo 10^{-6} mg sodíku. To je množství zjištěné spektroskopickými metodami. Zde však nebyly zjištěny ani stopy sodíku. [7]

† Vychýlením nositelů záporného náboje v magnetickém poli a měřením jejich měrného náboje.

‡ Vliv magnetického pole můžeme zanedbat, protože jeho amplituda $\mathcal{B}_0$ v elektromagnetické vlně je mnohem menší než amplituda $\mathcal{E}_0$ elektrického pole. Platí totiž vztah: $\mathcal{B}_0 = \frac{1}{c} \mathcal{E}_0$ [viz např. 9].



Obr. 7. Podstata fotoelektrického jevu

E ... energie dodaná elektronu elektromagnetickým zářením,

T ... kinetická energie elektronu emitovaného z kovu,

E_{max} ... maximální energie elektronu v kovu,

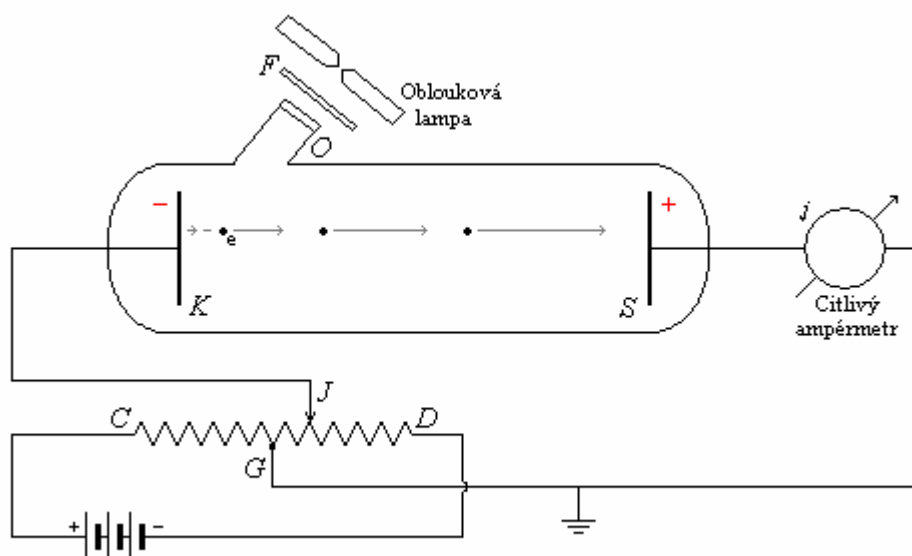
A ... tzv. *výstupní práce*, tj. energie potřebná k tomu,
aby byl elektron uvolněn z kovu.

Závislost kinetické energie fotoelektronů poprvé experimentálně prošetřil v roce 1902 Philipp Lenard, žák a asistent Heinricha Hertze. Lenard systematicky studoval, jaký vliv na fotoproud má intenzita dopadajícího světla a potenciální rozdíl mezi elektrodami vyčerpané trubice. Při práci používal jako zdroj světla obloukový výboj mezi uhlíkovými nebo zinkovými elektrodami nebo jiskrový výboj mezi zinkovými koulemi [6]. Fotoelektrický proud pozoroval při následujícím experimentálním uspořádání (viz obr. 8 a 9).

Na desku K dopadá okénkem O monochromatický svazek světla, který se získá z obloukové lampy pomocí optického filtru F . Sběrná elektroda S je přes citlivý mikroampérmetr připojena na střed G rezistoru CD s proměnným odporem. Jestliže je jezdec J v bodě G , pak potenciální rozdíl mezi kovovými deskami K a S je nulový.

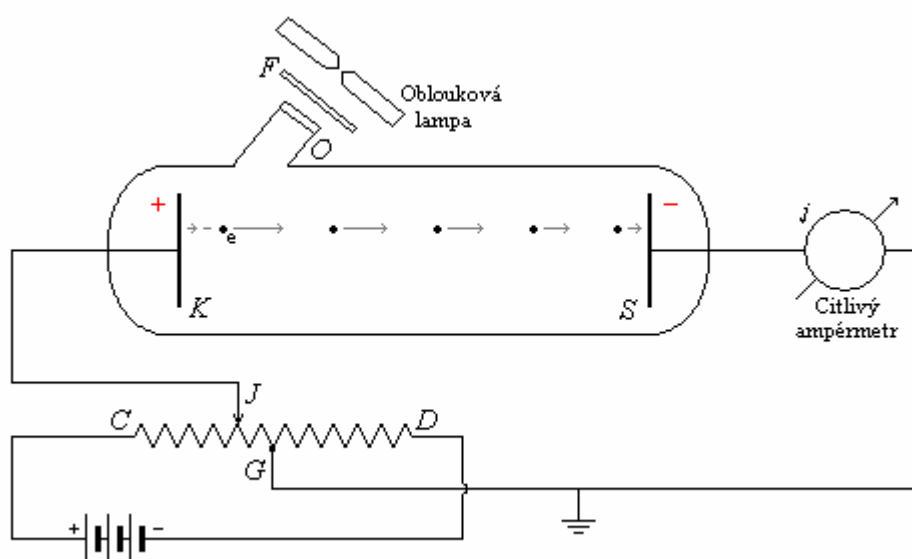
Pokud je jezdec J napravo od bodu G , je deska K zápornou a deska S kladnou elektrodou, proto jsou elektrony emitované z K od ní odpuzovány,

a tak jsou urychlovány ve svém pohybu ke kolektoru S . V tomto případě potenciálnímu rozdílu mezi deskami K a S říkáme *urychlující napětí*.



Obr. 8. Lenardův experiment s urychlujícím napětím

Je-li naopak jezdec J je nalevo od bodu G , deska K je kladnou a deska S zápornou elektrodou a elektrony emitované z elektrody K v důsledku jejího ozáření světlem z obloukové lampy jsou na ni přitahovány zpět a je jim tak bráněno v pohybu k elektrodě S . Takový potenciální rozdíl mezi deskami K a S nazýváme *brzdícím napětím*.



Obr. 9a. Lenardův experiment s brzdícím napětím

Lenard nejdříve pracoval se zapojením s urychlujícím napětím (obr. 8). Ozařoval elektrodu K světlem neměnné frekvence a intenzity a urychlující napětí rovněž ponechal konstantní. Pak přibližoval elektrodu S ke K a zjistil, že se přitom fotoproud zvyšuje a dosahuje maximální ustálené hodnoty, když je vzdálenost mezi deskami K a S v rozmezí do 5 mm. Proto další pozorování učinil právě při této vzdálenosti desek^{*}.

Potom měnil intenzitu světla dvěma způsoby – změnou elektrického proudu tekoucího obloukovou lampou nebo vzdalováním obloukové lampy od okénka O – a to v poměrně velkém rozmezí intenzit (od největší dostupné intenzity světla až po intenzitu přibližně tři milionkrát menší, tedy intenzitu extrémně nízkou), a shledal, že fotoproud při zapojení s urychlujícím napětím je přímo úměrný intenzitě dopadajícího světla, není ovšem patrná žádná prahová intenzita (tj. minimální intenzita světla, pro niž by fotoproud protékal a pro intenzity menší nikoli). Je-li totiž dopadající záření vůbec schopno způsobit fotoefekt, pak jsou vždy z ozářeného kovu emitovány nějaké elektrony, a to bez ohledu na to, jak slabá je intenzita dopadajícího světla[†].

Lenard dále studoval fotoelektrický jev při zapojení s brzdícím napětím (obr. 9a). Zjistil, že pokud obvodem protéká fotoproud, pak jeho hodnota klesá se zvyšujícím se brzdícím napětím až po jistou hodnotu U_b (řádově 2V), pro niž fotoproud právě klesne na nulu (to odpovídá situaci, kdy se elektrony emitované z kovu s největší rychlostí právě zastaví na elektrodě S , viz obr. 9b). Tuto hodnotu U_b budeme dále nazývat *brzdným napětím*.

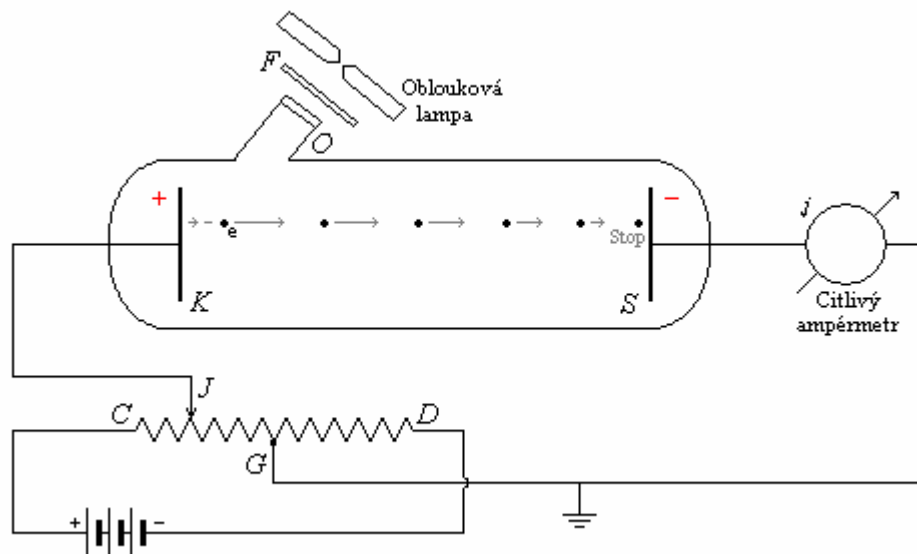
Překvapující byla skutečnost, že hodnota U_b nebyla nijak ovlivněna měnící se intenzitou dopadajícího světla, jak je patrné z obr. 10, tedy že hodnota brzdného napětí nezávisí na intenzitě dopadajícího záření[‡]. Naopak různých hodnot U_b Lenard docílil, pokud elektroda K byla z jiného materiálu nebo změnila-li se frekvence světla. Ukázal tedy, že pro tutéž elektrodu K hodnota

^{*} Skutečnost, že fotoproud narůstá, zmenšujeme-li vzdálenost elektrod K a S , můžeme vysvětlit následovně: Elektrony jsou z desky K emitovány pod různými úhly a mají-li všechny skutečně dospět na sběrnou elektrodu S , musí být K a S dostatečně blízko sebe.

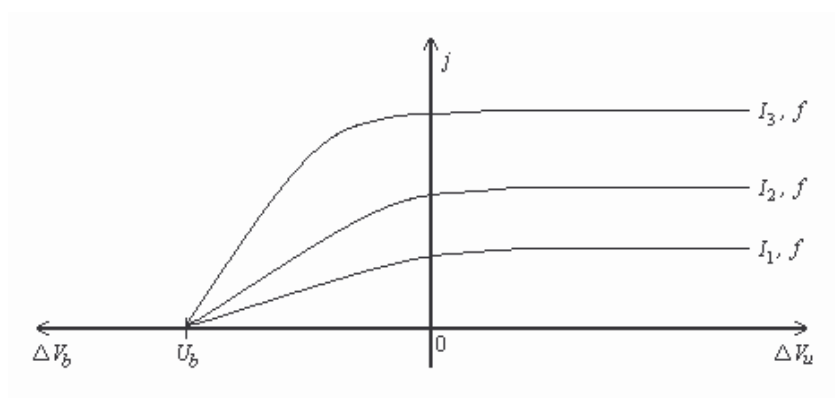
[†] Existence prahu intenzity (pro světlo neměnné frekvence způsobující fotoefekt) byla očekávána na základě hypotézy, že k uvolnění elektronů uvězněných v kovu, je v tomto případě zapotřebí určité amplitudy dopadajícího záření.

[‡] Tento závěr Lenard vyslovil po té, co ve svých experimentech zvětšoval intenzitu světla více než na tisícinásobnou a přitom nepozoroval žádnou patrnou podstatnou změnu v hodnotě U_b .

brzdného napětí, pro niž obvodem právě přestává protékat fotoproud, závisí jen na frekvenci dopadajícího záření.



Obr. 9b. Lenardův experiment pro případ brzdného napětí



Obr. 10. $U_b \neq U_b(I)$

I ... intenzita světla,

ΔV_u ... urychlující potenciální rozdíl,

ΔV_b ... brzdicí potenciální rozdíl.

Uvažme ještě, jak velikost brzdného napětí souvisí s kinetickou energií emitovaných elektronů. Po ozáření elektrody K (obr. 9b) světlem dostatečné frekvence z ní vystupují elektrony s určitou kinetickou energií a dospějí na sběrnou elektrodu S . Pokud mezi elektrodami K a S vytvoříme brzdící potenciální rozdíl, pak se na kolektor S nedostanou všechny emitované elektrony. Ty, které byly z kovu emitovány s energií menší než je třeba k překonání brzdícího elektrického pole, na kolektor nedospějí. Dosáhne-li pak brzdící napětí hodnoty U_b , je práce $e \cdot U_b$ vykonaná brzdícím elektrickým polem nad nejrychlejšími elektrony emitovanými z kovu právě rovna jejich kinetické energii T_{max} .

Důležité výsledky Lenardovy *experimentální* činnosti můžeme tedy shrnout do následujících dvou bodů doplňujících dříve zjištěné skutečnosti (viz str. 13, 14):

- (5) kinetická energie elektronů emitovaných při fotoelektrickém jevu nezávisí na intenzitě dopadajícího záření,
- (6) kinetická energie elektronů emitovaných při fotoelektrickém jevu roste s frekvencí dopadajícího záření.

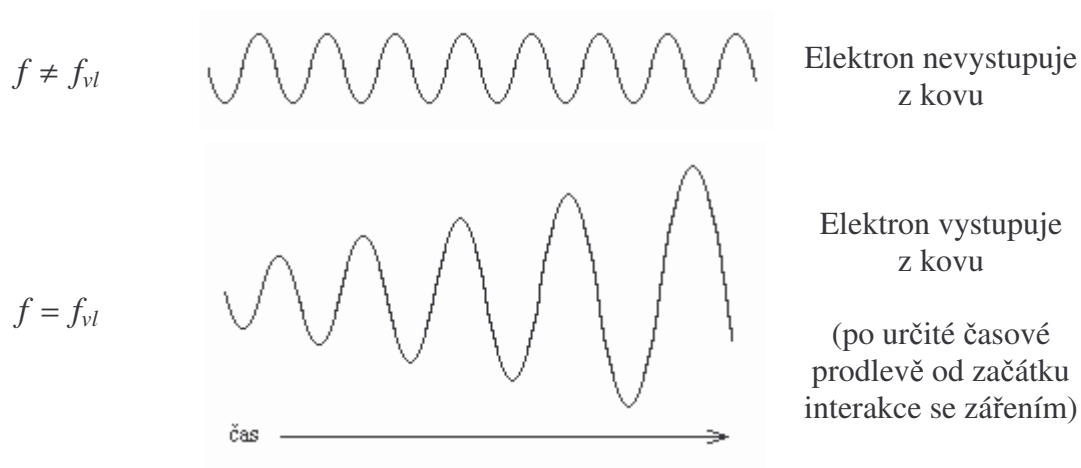
Jaké vlastnosti fotoelektrického jevu však byly očekávány z pohledu klasické fyziky, podle níž je elektron z kovu uvolněn, získá-li dostatečnou energii v důsledku interakce s elektrickou složkou elektromagnetického záření?

Intenzita I záření je úměrná kvadrátu amplitudy $\mathcal{E}^2$ elektrického pole. S rostoucí intenzitou proto roste velikost síly $\vec{F} = -e \cdot \vec{\mathcal{E}}$ působící na elektron, v důsledku čehož elektron získá větší rychlost a velikost fotoproudu tak narůstá. To je ve shodě s experimentálně zjištěným faktem (1).

Jestliže má dopadající elektromagnetická vlna velkou amplitudu, pak by se měl elektron z kovu uvolnit prakticky okamžitě po začátku interakce s ní bez ohledu na její frekvenci. Tento závěr je však v rozporu s existencí prahové frekvence f_0 fotoefektu (2).

Dopadá-li na kov elektromagnetická vlna malé amplitudy, koná elektron vynucené kmity. Je-li přitom frekvence f dostatečně odlišná od vlastní frekvence f_{vl} kmitů elektronu, pak elektron sice bude kmitat, ale ne natolik, aby mohl vystoupit z povrchu kovu. Má-li však dopadající světlo frekvenci rovnou vlastní

frekvenci kmitů elektronu, pak amplituda jeho kmitů s časem narůstá (viz obr. 11), až dosáhne takové hodnoty, kdy je elektron schopen kov opustit.



Obr. 11. Kmity elektronů pro obecnou a vlastní frekvenci

Z pohledu klasické fyziky by tedy v tomto případě k emisi elektronů z kovu mělo docházet jen pro určité diskrétní frekvence světla, tzv. rezonanční frekvence, nebo v nejlepším případě pro frekvence v dosti úzkých pásmech, ale nikoli v celém spojitém pásmu frekvencí $f \geq f_0$, pro něž byl fotoefekt pozorován. Navíc by k této emisi nemělo docházet okamžitě po ozáření kovu, ale mezi začátkem ozáření a uvolnění elektronu z kovu by mělo existovat určité zpoždění^{*}. Tyto teoretické výsledky jsou ale v rozporu s experimentálními závěry (2), (3) a (4).

Navíc předpokládaná teorie rezonance, jako mechanismu uvolnění elektronů z kovu, nijak nevysvětluje experimentálně zjištěnou závislost (6) kinetické energie elektronů na frekvenci dopadajícího světla.

A konečně podle představy klasické fyziky by kinetická energie fotoelektronů měla růst s rostoucí intenzitou dopadajícího záření (s ní totiž roste síla urychlující elektron), což se neshoduje s experimentálním faktem (5).

^{*} Například pro fialové světlo s intenzitou $10^{-6} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ dopadající na povrch sodíku, kdy se fotoelektrický jev běžně pozoruje, by trvalo více než 10^7 s, tedy téměř jeden rok, než by došlo k uvolnění elektronu [18].

Nyní můžeme shrnout experimentálně zjištěné vlastnosti fotoelektrického jevu a jejich očekávání na základě klasické představy interakce elektronu kovu s elektromagnetickým zářením (viz tab. 1).

	Výsledek experimentu			Teoretické očekávání výsledku experimentu
(1)	$I \nearrow$	$\longrightarrow$	$j \nearrow$	ANO
(2)	Jev existuje od prahové frekvence f_0			NE
(3)	Fotoproud teče okamžitě po ozáření			NE
(4)	$f \nearrow$	$\longrightarrow$	$j \nearrow$	NE
(5)	$T \neq T(I)$			NE
(6)	$f \nearrow$	$\longrightarrow$	$T \nearrow$	NE

Tab. 1. Výsledky experimentů a jejich teoretické očekávání

I ... intenzita světla,
 j ... fotoproud,
 f ... frekvence světla,
 T ... kinetická energie fotoelektronů.

Teoretické závěry (které byly očekávány na základě představy klasické fyziky, že elektron v kovu bude oscilovat v důsledku interakce s dopadajícím elektromagnetickým zářením) se tedy diametrálně lišily od experimentálních výsledků. Bylo tedy zřejmé, že tato teoretická koncepce neodpovídá skutečnosti a že správné vysvětlení fotoelektrického jevu musí vycházet z jiné mikroskopické představy. V této záležitosti učinil zásadní krok v roce 1905 Albert Einstein, kdy svým článkem „*O jednom heuristickém aspektu týkajícím se vzniku a přeměny světla*“ [1], publikovaném v časopise *Annalen der Physik*, radikálně změnil představu o mechanismu interakce elektromagnetického záření s látkou.

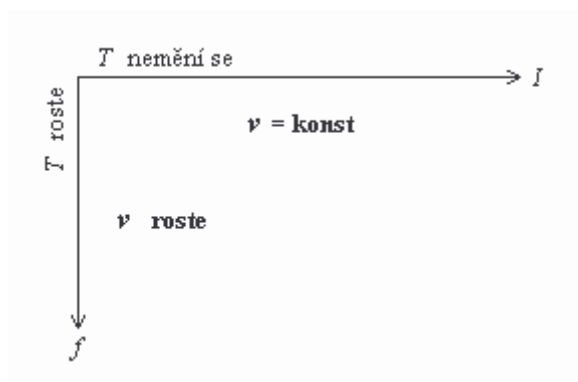
Než přistoupíme přímo k Einsteinově návrhu výkladu fotoelektrického jevu, můžeme ještě prozkoumat rychlost a počet (resp. koncentraci) emitovaných elektronů při fotoelektrickém jevu. Vyjdeme při tom z výsledků (1), (4), (5) a (6) experimentů.

Kinetická energie T fotoelektronů je dána vztahem:

$$T = \frac{1}{2}mv^2,$$

kde m ... hmotnost elektronu,
 v ... velikost rychlosti elektronu,

pak z (5) a (6) plyne, že s rostoucí intenzitou I dopadajícího záření by se neměla měnit velikost rychlosti emitovaných elektronů z kovu a naopak s rostoucí frekvencí f záření by jejich rychlost měla růst (viz obr. 12).



Obr. 12. Závislost velikosti rychlosti fotoelektronů na intenzitě a frekvenci záření

Dále velikost j fotoproudu, měřená ampérmetrem, je určena celkovým elektrickým nábojem Q , který ampérmetrem projde za jednotku času:

$$j = \frac{Q}{t}.$$

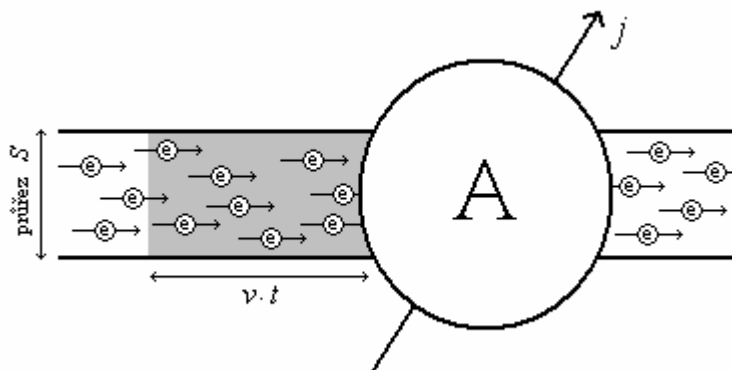
Zřejmě velikost Q celkového elektrického náboje, který měřicím přístrojem projde za čas t , lze vyjádřit pomocí obsahu S průřezu vodiče, velikosti e náboje elektronu, koncentrace n elektronů a jejich rychlosti v následovně (viz obr. 13):

$$Q = n \cdot e \cdot (S \cdot v \cdot t).$$

Velikost fotoproudu je pak dána:

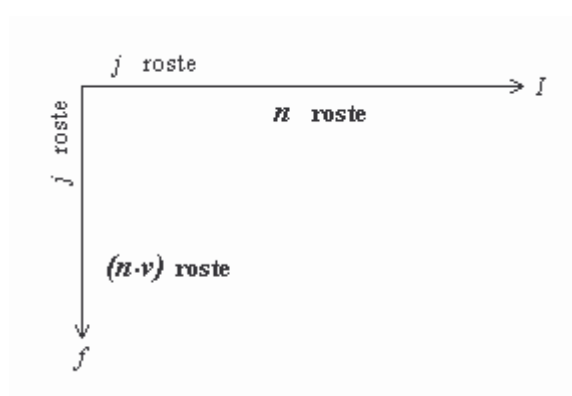
$$j = \frac{Q}{t} = \frac{n \cdot e \cdot (S \cdot v \cdot t)}{t} = e \cdot S \cdot n \cdot v,$$

tj. $j = konst \cdot (n \cdot v).$



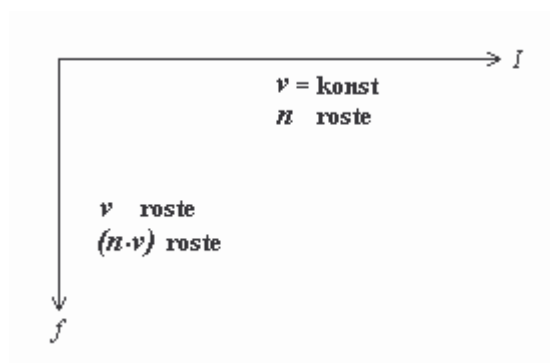
Obr. 13. Určení velikosti fotoproudu

Odtud s uvažáním (1), (4) a výše zmíněné závislosti velikosti v rychlosti fotoelektronů na intenzitě a frekvenci dopadajícího světla dostáváme, že s rostoucí intenzitou I dopadajícího záření by měl růst počet elektronů emitovaných z kovu. Se zvyšující se frekvencí f dopadajícího světla by pak měl růst součin $n \cdot v$ (viz obr. 14).



Obr. 14. Závislost koncentrace fotoelektronů na intenzitě a frekvenci záření

Shrneme-li nyní tyto poznatky o velikosti v rychlosti a počtu (resp. koncentraci) n fotoelektronů, dospějeme k závěru, že se zvyšující se intenzitou dopadajícího záření roste počet emitovaných elektronů a velikost jejich rychlosti se přitom nemění. Dále že se zvyšující se frekvencí dopadajícího záření velikost rychlosti uvolněných fotoelektronů roste a přitom jejich počet na frekvenci f závisí tak, že součin $n \cdot v$ roste (viz obr. 15).



Obr. 15. Velikost rychlosti a koncentrace fotoelektronů
v závislosti na intenzitě a frekvenci záření

II. 2. Einsteinova koncepce světelných kvant

Na konci roku 1900 Max Planck odvodil správný vyzařovací zákon pro záření absolutně černého tělesa, a to na základě předpokladu (se kterým však sám nebyl spokojen), že atomární oscilátory stěn dutiny emitují energii v určitých porcích – *kvantech* – a nikoli spojitě. Tuto tzv. *Planckovu kvantovou hypotézu* radikálně extrapoloval Albert Einstein roku 1905, kdy vyslovil předpoklad, že *energie světla je v prostoru rozložena nespojitě*. V souladu s tímto předpokladem se energie paprsku světla z bodového zdroje skládá z konečného počtu *energetických kvant*, která jsou lokalizována v prostoru, pohybují se aniž by se dále dělila a jsou absorbována a emitována v celku. Velikost těchto kvant energie je rovna součinu Planckovy konstanty h a frekvence f světla [2]:

$$hf .$$

Einstein předpokládá existenci světelných kvant navzdory experimentem ověřené (difrakcí, odrazem, lomem, disperzí atd.) vlnové teorii světla. Rozpor mezi těmito dvěma představami přitom nepovažuje za nepřekonatelný. Je přesvědčen o tom, že

„pozorováním – spojeným se zářením absolutně černého tělesa, s fotoluminiscencí, s emisí katodových paprsků vyvolanou ultrafialovým zářením a s řadou jevů souvisejících se vznikem a přeměnou světla – může být lépe porozuměno za předpokladu, že energie světla je v prostoru rozložena nespojitě.“ [2].

K fotoelektrickému jevu se pak vyjadřuje následovně [2]:

„Tradiční názor, že energie světla je rozložena spojitě v oblasti tímto světlem ozářené působí při snaze o objasnění fotoelektrických jevů popsaných v Lenardově průkopnickém článku velké potíže.

V souladu s koncepcí, že je záření složeno z kvant energie o velikosti hf , můžeme emisi katodových paprsků vyvolané dopadajícím světlem porozumět takto: Kvanta energie proniknou do povrchové vrstvy ozařovaného vzorku a jejich energie je (alespoň

částečně) přeměněna na kinetickou energii elektronů. Nejjednodušeji to lze vysvětlit tak, že světelné kvantum předá veškerou svoji energii jedinému elektronu; budeme předpokládat, že tomu tak je. (...) Vnitřní elektrony pak ztratí část své kinetické energie než dospějí na povrch vzorku. Kromě toho je nutné předpokládat, že každý elektron opouštějící povrch kovu musí vykonat určitou práci A (charakteristickou pro daný vzorek). Elektrony nacházející se přímo na povrchu pak vzorek opouštějí s největší kinetickou energií T_{max} :

$$T_{max} = hf - A. \text{“}^* \quad (2.1)$$

Bude-li elektronům bráněno v pohybu brzdícím napětím, jako při Lenardových pokusech (viz obr. 9a, str. 16), pak pro jeho hodnotu U_b (brzdného napětí, viz obr. 9b, str. 18) je práce $e \cdot U_b$ vykonaná elektrickým polem nad nejrychlejšími elektrony emitovanými z kovu právě rovna jejich kinetické energii T_{max} . Rovnici (2.1) tedy lze psát ve tvaru:

$$e \cdot U_b = hf - A \quad (2.2)$$

(Einsteinova rovnice fotoelektrického jevu)

a odtud

$$U_b = \frac{h}{e} f - \frac{A}{e}. \quad (2.3)$$

Jsou-li tedy výchozí úvahy správné, pak U_b musí být lineární funkcí frekvence, přičemž její sklon (daný poměrem $\frac{h}{e}$) nezávisí na povaze studovaného materiálu.

Nyní je třeba ověřit, zda se teoretická představa o fotoelektrickém jevu, založená na předpokladu existence světelných kvant, shoduje s dříve získanými experimentálními výsledky (1) – (6), viz str. 13, 14 a 19.

Jestliže totiž každé kvantum energie dopadajícího světla předá veškerou svoji energii jedinému elektronu nezávisle na všech ostatních kvantech, pak rychlostní rozdělení elektronů nezávisí na intenzitě dopadajícího světla (5). Na druhou stranu počet elektronů uvolněných z kovu (jsou-li ostatní podmínky stejné) s intenzitou dopadajícího záření (1) poroste.

* Einsteinovo původní označení bylo změněno tak, aby bylo v souladu s notací použitou v tomto textu.

Dále z rovnice (2.2) ihned plynou experimentální závěry (4) a (6). Stejně tak odtud dostáváme i zřejmou existenci prahové frekvence f_0 (2), ta totiž odpovídá minimální hodnotě brzdného napětí $U_b = 0V$, a tedy:

$$f_0 = \frac{A}{h}.$$

Navíc není důvod k prodlevě mezi uvolněním elektronů z kovu a začátkem ozařování, tj. fotoproud teče okamžitě po ozáření (3).

Na základě Einsteinova výkladu fotoelektrického jevu založeného na předpokladu, že světlo je složeno z navzájem nezávislých kvant energie o velikosti hf , která jsou emitována či absorbována v celku, docházíme ke shodě všech experimentálních poznatků s odpovídajícím teoretickým očekáváním.

	Výsledek experimentu			Teoretické očekávání výsledku experimentu podle Einsteinovy koncepce světelných kvant
(1)	$I \nearrow$	$\longrightarrow$	$j \nearrow$	ANO
(2)	Jev existuje od prahové frekvence f_0			ANO
(3)	Fotoproud teče okamžitě po ozáření			ANO
(4)	$f \nearrow$	$\longrightarrow$	$j \nearrow$	ANO
(5)	$T \neq T(I)$			ANO
(6)	$f \nearrow$	$\longrightarrow$	$T \nearrow$	ANO

Tab. 2. Výsledky experimentů a jejich teoretické očekávání

První podporou Einsteinovy předpovědi lineární závislosti $U_b = U_b(f)$ byly experimenty provedené až roku 1912 Arthurem Hughesem, jenž měřil velikost U_b pro řadu* kovových vzorků pečlivě připravených žíháním ve vakuu. V témže roce pak Owen Richardson a Arthur Compton měření zpřesnili – například uvažili kontaktní rozdíl potenciálů elektrod. Ve shrnutí těchto prací však bylo konstatováno, že otázka studované funkční závislosti ještě není definitivně vyřešena.

* K, Ca, Mg, Cd, Zn, Pb, Sb, Bi, As.

II. 3. Millikanovo potvrzení Einsteinovy koncepce světelných kvant

Podle Einsteinovy představy o fotoelektrickém jevu se tedy jednoduše dospělo ke všem vlastnostem tohoto jevu. Nicméně předpoklad světelných kvant byl natolik převratný, odvážný, ne-li provokativní, že bylo přirozené o něm pochybovat. Navíc Lenardovy experimenty nebyly dostatečně přesné* a jejich výsledky byly pouze orientační. Zřejmě tato fakta motivovala (pravděpodobně hned po zveřejnění Einsteinova článku v roce 1905) Roberta Millikana k provedení vyčerpávajícího experimentálního prozkoumání fotoelektrického jevu [5].

Millikanova aparatura, pro svoji funkční složitost často označovaná za mechanickou dílnu ve vakuu, vypadala následovně (viz obr. 16): Tři válce odlité ze zkoumaných alkalických kovů – Li, Na, K – byly umístěny do nejhlubšího dosažitelného vakua a byly upevněny na kruh W ovládaný elektromagnetem.

Ve všech těchto vakuových trubicích muselo být možné provádět tyto operace:

- odstranění povrchových vrstev ze všech povrchů ve vakuu,
- změření fotoproudu a rozdílu fotopotenciálů[†] na površích očištěných od povrchových vrstev,
- současná měření kontaktních rozdílů potenciálů[‡] povrchů.

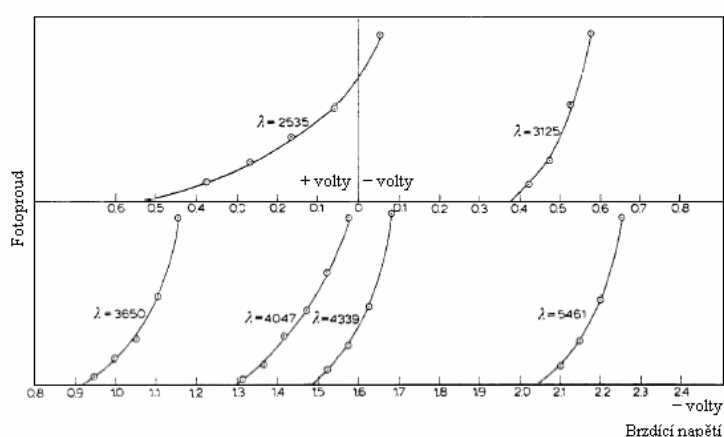
* Bylo to způsobeno řadou experimentálních obtíží jako např. skutečností, že elektrony z kovu vyletovaly různými směry a měly různé energie, že se na kovových vzorcích během asi deseti minut [28] tvořily oxidové vrstvy, které nepříznivě ovlivňovaly reprodukovatelnost měření, nebo že měřené hodnoty proudu a napětí byly velmi malé, v důsledku čehož se na nich výrazně projevovaly efekty spojené s existencí případných přechodových odporů a kontaktních rozdílů potenciálů v obvodu [27].

[†] Tj. rozdílů potenciálů nezbytných pro to, aby byly utlumeny proudy, jejichž příčinou je fotoelektrický jev.

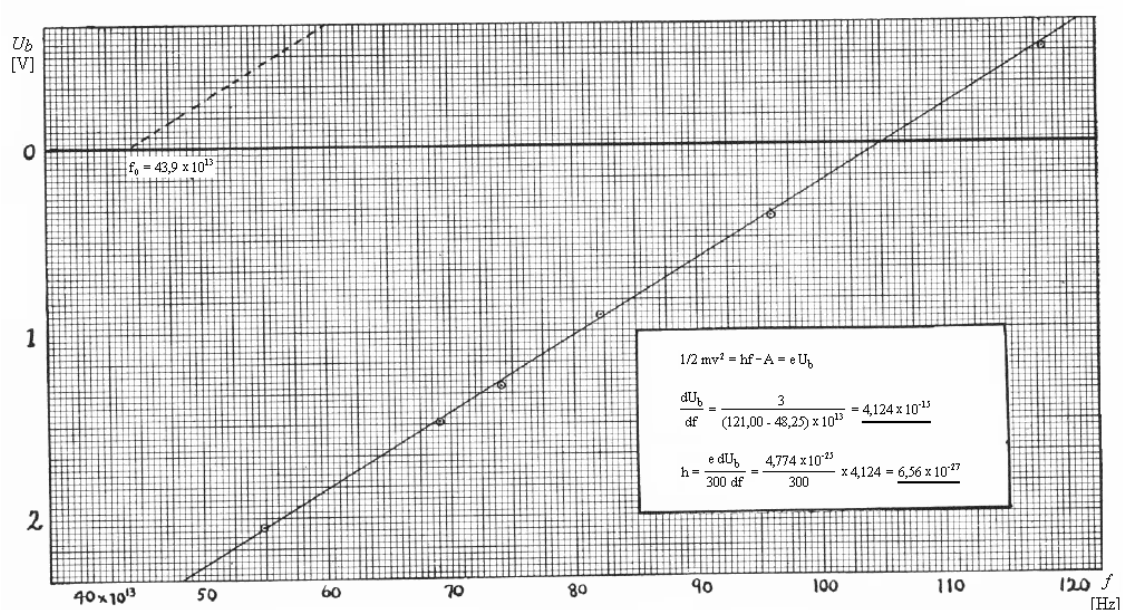
[‡] Jsou-li dva různé kovy navzájem spojeny, ať už přímo nebo elektrickým obvodem, existuje mezi nimi rozdíl elektrických potenciálů (kromě toho rozdílu potenciálů, který může být přiložen zevně). Tento rozdíl potenciálů se nazývá kontaktním rozdílem potenciálů a přispívá

Pracovali totiž ve velmi úzkých oblastech vlnových délek. Kdežto Millikanem využívané pásmo frekvencí sahalo až po frekvence čtyřikrát převyšující hodnotu frekvence prahové.

Při určování velikosti brzdného napětí U_b v závislosti na frekvenci f Millikan postupoval tak, že nejprve sestrojil graf závislosti velikosti fotoproudu na brzdícím napětí U (obr. 17) pro vyšetřované frekvence dopadajícího světla. Odtud pak určil hodnoty brzdného napětí U_b , které vynesl do grafu v závislosti na frekvenci dopadajícího světla (obr. 18). Pro určení prahové frekvence f_0 a výstupní práce A byla takto získaná lineární funkce opravena o hodnotu kontaktního rozdílu potenciálů (na obr. 18 přerušovaná čára).



Obr. 17. Graf k určení brzdných napětí [5]



Obr. 18. Millikanova experimentální křivka $U_b = U_b(f)$ [5]

Nakonec Millikan na základě svých přesných experimentů dospěl k těmto závěrům:

- (a) Pro každou budící frekvenci f , jež je vyšší než určitá prahová hodnota f_0 , existuje maximální kinetická energie T_{max} emitovaných elektronů, kterou je možné přesně změřit.
- (b) Mezi brzdícím napětím U_b a frekvencí f dopadajícího světla existuje lineární závislost.
- (c) Směrnice přímky $U_b = U_b(f)$ je číselně rovna poměru $\frac{h}{e}$, kde h je Planckova konstanta* a e je velikost náboje elektronu.
- (d) Pro mezní hodnotu f_0 frekvence, při níž $U_b = 0V$, je výstupní práce $A = hf_0$, tj. průsečík přímky $U_b = U_b(f)$ s osou frekvencí udává nejnižší frekvenci světla, při níž vyšetřovaný kov ještě může emitovat fotoelektrony, udává tedy prahovou frekvenci f_0 .

První výsledky Millikanovy experimentální činnosti byly zveřejněny v roce 1908 a naznačovaly správnost Einsteinových úvah. Kompletní zpráva o Millikanem provedených experimentech však byla publikována až v roce 1916 v článku *Přímé fotoelektrické určení Planckovy konstanty* [3]. Millikan zde píše:

„Zřejmě je zatím příliš brzy na absolutně spolehlivé tvrzení o obecné a přesné správnosti Einsteinovy rovnice. Nicméně je třeba přiznat, že provedená měření ji potvrzují mnohem přesvědčivěji než všechny dosavadní experimenty. Je-li tato rovnice správná ve všech případech, pak ji skutečně musíme považovat za jednu z nejzákladnějších a nejslibnějších rovnic fyziky, neboť popisuje přeměnu energie jakéhokoli krátkovlnného elektromagnetického záření v energii tepelnou.

* Millikan její hodnotu obdržel rovnu $6,56 \cdot 10^{-34}$ Js s relativní chybou měření 0,5 %.

Jestliže je fotoelektrický jev – ať už by byl interpretován jakkoli – správně popsán Einsteinovou rovnicí, pak je důkazem (nezávislým na jevech souvisejících se zářením absolutně černého tělesa) správnosti základního předpokladu kvantové teorie, totiž předpokladu o nespojitém charakteru emise té energie, která byla pohlcena atomárními elektrony z dopadajícího záření. Tento jev určuje význam veličiny h zavedené Planckem při studiu záření absolutně černého tělesa a dává nám – jako žádný jiný – důvěru v to, že výchozí fyzikální představy, na nichž spočívá Planckova hypotéza, odpovídají skutečnosti.“

A v roce 1949 se Millikan vyjadřuje o své vlastní práci takto [4]:

Einsteinovo vysvětlení fotoelektrického jevu z roku 1905 „ignorovalo a dokonce se zdálo protirečít všem četným projevům interference, a tak se jevilo jako přímý návrat ke korpuskulární teorii světla, která byla zcela opuštěna už od dob Younga a Fresnela. (...) Strávil jsem deset let svého života testováním Einsteinovy rovnice a – navzdory všem svým očekáváním – jsem byl v roce 1915 donucen konstatovat její nepochybné experimentální ověření, nehledě na veškerou její nerozumnost, která se zdála být v rozporu se vším, co jsme věděli o interferenci světla.“

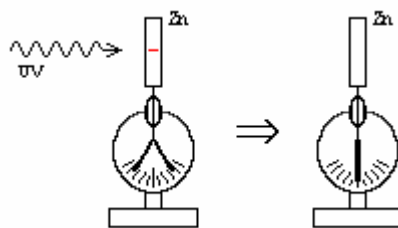
III. DEMONSTRAČNÍ EXPERIMENTY ILUSTRUJÍCÍ POZNATKY A TEORETICKÉ ÚVAHY O FOTOELEKTRICKÉM JEVU

Experiment je nedílnou a důležitou součástí jakékoli fyzikální disciplíny. Jeho výsledky vypovídají o zkoumaných skutečnostech do takové míry, s jakou je možné experiment považovat za dobrý a přesný. Experimentální poznatky jsou při tom na jedné straně východiskem a oporou teoretických představ, na druhé straně pak kritériem jejich správnosti.

Fyzikální podstata fotoelektrického jevu spočívá na úrovni mikrosvěta: V důsledku dopadajícího záření jsou z povrchu kovu emitovány elektrony. Obecně se mikroobjekty diametrálně odlišují od všeho, co známe z každodenního makroskopického života. Nelze je přímo prozkoumat našimi smysly a dokonce se nepodobají ničemu, co si můžeme představit [30]. Informace o řadě jejich vlastností tak získáváme většinou jen nepřímo – měřením vhodných makroskopických veličin. Experimentální aparatury pro přesné kvantitativní měření těchto veličin jsou většinou značně složité (viz např. Millikanovo zařízení, obr. 16, str. 29). Některé poznatky a teoretické úvahy o fotoelektrickém jevu je však možné ilustrovat vhodnými jednoduchými demonstračními experimenty.

Jako první se zřejmě nabízí ukázat samotnou existenci fotoelektrického jevu. K elektroskopu připojíme zinkovou destičku, jejíž povrch je očištěn od oxidových vrstev, a přeneseme na ni záporný náboj pomocí piezoelektrického zapalovače nebo ebonitové tyče. Elektroskop v důsledku toho ukáže určitou výchylku. Necháme-li potom na zinkovou destičku dopadat ultrafialové světlo, během krátké doby se elektroskop vybije (obr. 19). To vypovídá o úniku záporného náboje destičky v důsledku jejího ozáření.

Během tohoto experimentu lze poukázat na skutečnost, že fotoefekt je povrchový jev. Osvítíme-li totiž záporně nabitou zinkovou destičku, která není očištěna od povrchových vrstev, k vybití elektroskopu sice dojde, ale za znatelně delší dobu než v případě zinkové desky čisté.

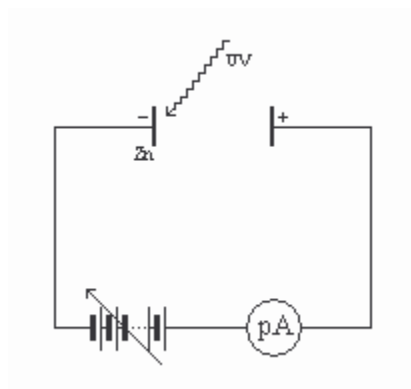


Obr. 19. Vybití elektroskopu v důsledku ozáření zinkové destičky

Podobným experimentem je také možné prokázat existenci prahové frekvence. Když na záporně nabitou zinkovou destičku necháme dopadat světlo nižší frekvence (například obyčejné elektrické žárovky), k fotoelektrickému jevu nedojde a elektroskop se nevybije.

Stejně tak elektroskop nezaznamená změnu, pokud ultrafialovým světlem ozáříme neutrální nebo kladně nabitou zinkovou destičku. Dopadne-li totiž na neutrální zinkovou destičku ultrafialové světlo, jsou z ní s určitou kinetickou energií emitovány elektrony. Destička se tak stává kladnou a působí na tyto elektrony přitažlivou elektrostatickou silou, čímž je brzdí v jejich pohybu a přitahuje je zpět na povrch kovu. Elektroskop proto nemění výchylku. Analogicky je tomu při osvětlení zinkové destičky kladně nabitě.

K vyšetření velikosti fotoproudu je teoreticky možné sestavit jednoduchý elektrický obvod (obr. 20) například se zinkovou fotokatodou. Ultrafialové záření způsobí emisi elektronů z jejího povrchu. Ty dopadnou na sběrnou elektrodu a obvodem začne protékat fotoproud. Při realizaci tohoto experimentu se však setkáváme s mnoha obtížemi technického charakteru: Předně je třeba mít k dispozici citlivý pikoampérmetr, který by byl schopen zaznamenat vzniklý fotoproud. Dále aby fotoproud obvodem protékal, vzdálenost zinkové desky a kolektoru 15 cm vyžaduje mezi nimi napětí kolem 5 kV; tuto velikost lze snížit na hodnotu řádově 100 V pro jejich vzdálenost asi 3 mm – zde je ale nebezpečí nechtěného dotyku desky a sběrné elektrody, čímž by došlo ke zkratu obvodu a jistému zničení pikoampérmetru. Pro zvětšení velikosti fotoproudu by také bylo možné výrazně zvýšit intenzitu ultrafialového záření. Tím se ale podstatně znepráhí pracovní prostředí (hrozí poškození zraku ultrafialovým zářením a poleptání sliznic vzniklým ozónem).



Obr. 20. Obvod se zinkovou fotokatodou

Méně náročnými experimenty můžeme simulovat klasické představy pokusu o teoretický výklad fotoefektu, totiž interakce elektromagnetické vlny s elektronem v kovu. Jedná se v podstatě o nucené kmity mechanického oscilátoru. Elektron v kovu je možné reprezentovat lehkou kuličkou nebo například pingpongovým míčkem v pružinovém oscilátoru. Pokud má vynucující síla velkou amplitudu, míček se z oscilátoru okamžitě uvolní. Je-li amplituda vynucující síla naopak malá a její frekvence různá od vlastní frekvence oscilátoru, míček se neuvolní a bude kmitat s malou amplitudou. A konečně pro malou amplitudu vynucující síly o rezonanční frekvenci v časovém průběhu postupně narůstá amplituda kmitů oscilátoru až je elektron uvolněn*.

Jde-li o pokusy Hallwachse a Lenarda s elektrodami umístěnými ve vakuu, jejich realizace je značně náročná. Přesné zopakování Millikanova pokusu – tedy s použitím jeho vakuové aparatury a s měřením rozdílu fotonapětí a kontaktních potenciálů povrchů – například v běžných středoškolských podmínkách sice není možné, ale v jistém přiblížení jej však lze předvést s použitím vhodného demonstračního zařízení.

* Při těchto simulacích je potřeba dobře zvolit parametry vynucující síly a mechanického oscilátoru a velice pečlivě dané experimenty odzkoušet.

IV. DEMONSTRACE MILLIKANOVA EXPERIMENTU A URČENÍ HODNOTY PLANCKOVY KONSTANTY

IV. 1. Popis experimentu

Naším úkolem je sestavit demonstrační zařízení tak, aby v principu odpovídalo Millikanovu experimentu, totiž aby jím bylo možné určit lineární závislost brzdného napětí U_b na frekvenci f dopadajícího světla.

V rámci této práce budeme za tímto účelem používat experimentální soustavu od společnosti Leybold Didactic GmbH, jejíž prvky jsou následující:

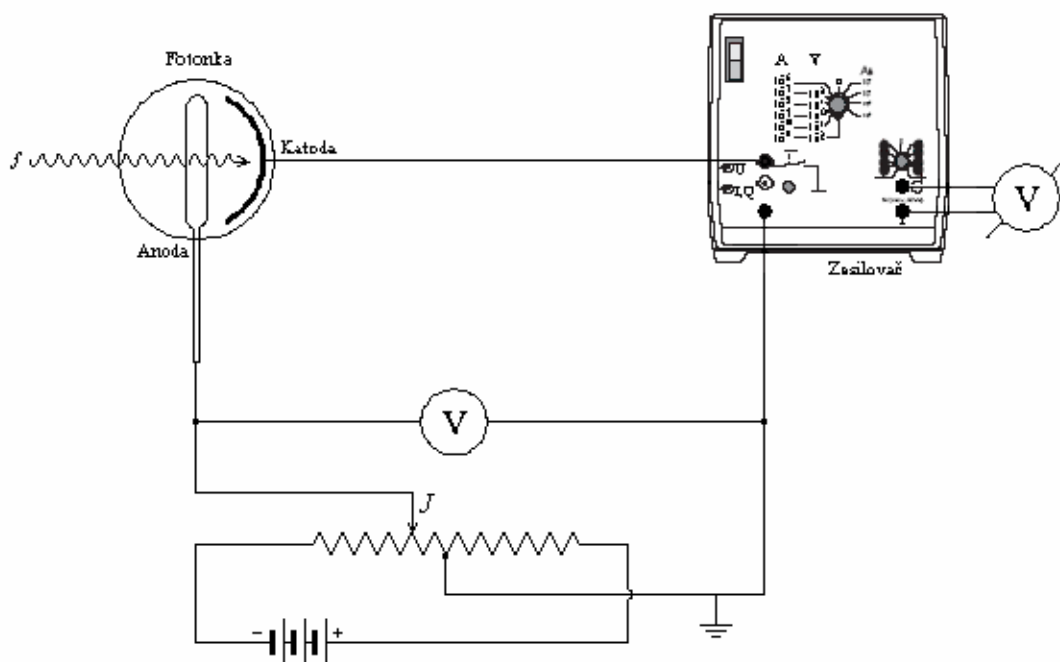
- fotonka,
- rtuťová lampa,
- napájecí zdroj pro rtuťovou lampu,
- optická soustava k získání úzkého monochromatického svazku světla,
- voltmetr se zesilovačem pro detekci fotoproudu,
- zdroj napětí, reostat, voltmetr.

Dopadá-li světlo známé, dostatečně velké, frekvence na fotosenzitivní alkalickou katodu fotonky, dochází k uvolňování elektronů z této elektrody. V důsledku jejich dopadu na platinový anodový kroužek fotonky vznikne v elektrickém obvodu fotoelektrický proud velikosti řádově 10^{-9} A. K detekci takových hodnot proudu je třeba použít zesilovač. (Výrobce používaného experimentálního zařízení je vybavuje zesilovačem, který podává – po převodu mezi proudem a napětím – výstupní informaci o hodnotě fotoproudu voltmetrem o rozsahu 1 V).

Na fotonku je připojeno brzdící napětí, jehož velikost se mění reostatem a určuje se pomocí voltmetru. Schéma elektrického zapojení je na obr. 21.

Zvětšováním velikosti brzdícího napětí způsobí pokles velikosti fotoelektrického proudu. V okamžiku, kdy fotoproud klesne na nulu, odečteme pro danou frekvenci f dopadajícího světla na voltmetru velikost U_b brzdného napětí. To odpovídá situaci, kdy se elektrony emitované z katody s největší rychlostí právě zastaví na anodovém kolektoru, tj. kdy je práce $e \cdot U_b$ vykonaná

brzdícím polem nad nejrychlejšími elektrony emitovanými z katody právě rovna jejich kinetické energii T_{max} .



Obr. 21. Schéma elektrického zapojení [15, 17]

Vynesením takto naměřených hodnot brzdného napětí U_b do grafu v závislosti na frekvenci f světla, dostaneme lineární funkci $U_b = U_b(f)$.

Podle Einsteinova teoretického vysvětlení fotoelektrického jevu, je elektron uvolňován z povrchu kovu jediným světelným kvantem energie velikosti hf . Tato energie se spotřebuje na uvolnění elektronu z povrchu kovu (výstupní práci A) a na přírůstek kinetické energie $T_{max} = e \cdot U_b$ elektronu. Fotoelektrický jev pak můžeme popsat Einsteinovou rovnicí (2.2) ve tvaru:

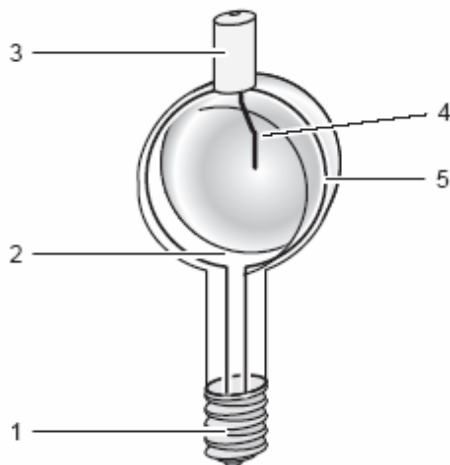
$$hf = A + e \cdot U_b.$$

Odtud

$$U_b = \frac{h}{e} f - \frac{A}{e}.$$

Vynásobením směrnice $\frac{h}{e}$ přímky $U_b = U_b(f)$ velikostí e náboje elektronu, bychom pak měli obdržet hodnotu Planckovy konstanty h .

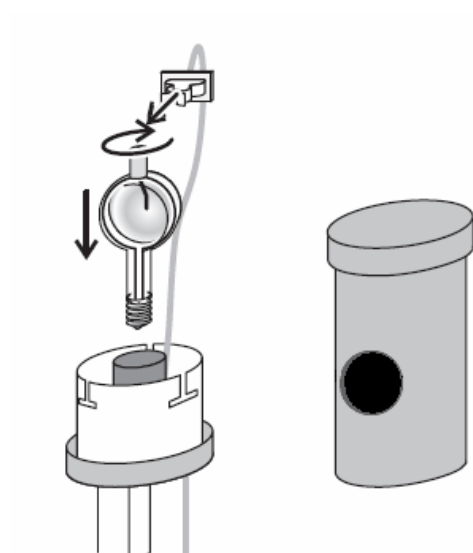
IV. 2. Fotonka a její upevnění



Obr. 22. Fotonka [16]

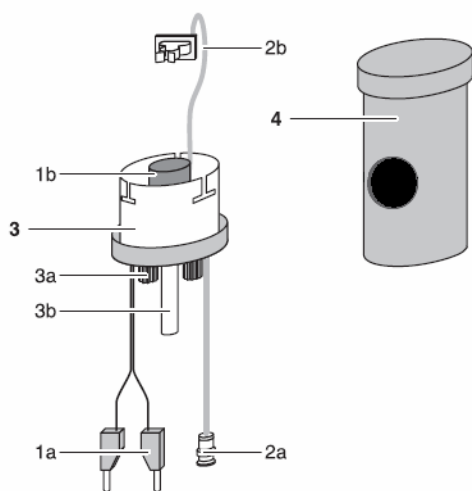
- 1 ... Závít pro kontaktní spojení s anodovým kroužkem,
- 2 ... vakuová skleněná trubice,
- 3 ... mosazná čepička pro kontaktní spojení s fotokatodou,
- 4 ... alkalická fotokatoda,
- 5 ... anodový kroužek z platiny.

Fotonka je upevněna (obr. 23) a uzavřena ve světelně nepropustné schránce válcového tvaru (obr. 24) s kruhovým otvorem, jímž na fotokatodu necháme dopadat svazek světla dané frekvence.



Obr. 23. Upevnění fotonky [17]

Po sundání válcového krytu našroubujeme fotonku do příslušné zdířky a připojíme terminální kontakt pro fotokatodu.



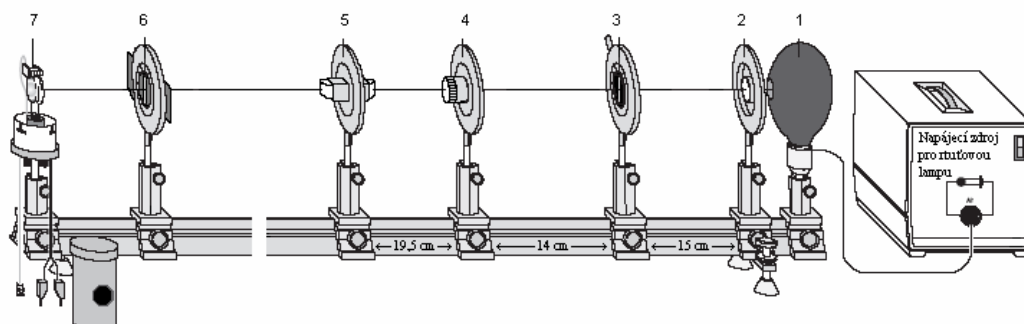
Obr. 24. Schránka na fotonku [17]

- 1 ... Anodové připojení
(1a) dvojlinka, 4 mm koncovky
(1b) zdířka pro závit anody,
- 2 ... připojení fotokatody
(2a) koaxiální kabel
(2b) terminální kontakt
pro fotokatodu,
- 3 ... držák na fotonku
(3a) šrouby k nastavení polohy
fotonky
(3b) kovová tyčka s 4 mm zdířkou,
- 4 ... válcový kryt.

IV. 3. Optické uspořádání

Během provádění experimentu se používá jako zdroj světla rtuťová lampa. Ta je připojena k napájecímu zdroji. Ze spektra rtuti je potřeba získat přesně vymezený svazek monochromatického světla, který pak bude dopadat na fotokatodu fotonky. Za tímto účelem necháme záření ze rtuťové lampy projít několika prvky optické soustavy (viz obr. 25).

Rozbíhavý svazek světla ze rtuťového zdroje prochází nejprve spojnou čočkou a štěrbinou pro jeho usměrnění a vymezení na tenký svazek, který potom projekčním objektivem zaostříme na optický hranol. Ten světlo rozloží na jednotlivé spektrální složky. Obdržíme tak monochromatický rozbíhavý svazek světla, který je třeba opět nechat projít štěrbinou a spojnou čočkou.



Obr. 25. Optická soustava pro získání monochromatického svazku světla
[s pomocí 17]

- 1 ... Rtuťová lampa,
- 2 ... čočka (+50mm),
- 3 ... štěrbina nastavitelné šířky,
- 4 ... projekční objektiv (1:3,5/150),
- 5 ... optický hranol,
- 6 ... čočka (+150mm) s kouskem kartonu, v němž je vyříznuta podélná štěrbina,
- 7 ... fotonka.

Fotosenzitivní alkalickou vrstvu fotokatody pak budeme ozařovat monochromatickým světlem příslušným žluté, zelené, tyrkysové, modré a fialové barvě ve viditelné oblasti spektra. A pro tyto frekvence f (viz tab. 3) experimentálně zjistíme jim příslušné hodnoty brzdného napětí.

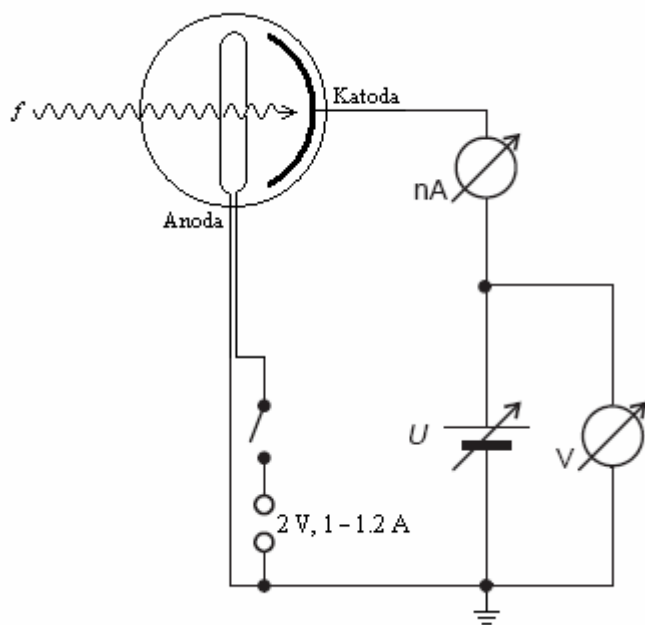
	žlutá	zelená	tyrkysová	modrá	fialová
λ (nm)	576,9598	546,0735	491,6036	435,8328	404,6563
f ($\cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$)	5,200	5,494	6,102	6,883	7,414

Tab. 3. Tabelované hodnoty vlnových délek λ spektrálních čar rtuti [32]

IV. 4. Vyžhavení anodového kroužku

V případě uskladnění fotonky v prostředí s relativně vysokou teplotou nebo v důsledku ozáření fotonky světlem o velmi vysoké intenzitě se na anodovém kroužku, jak uvádí výrobce [15, 16], vytvoří nežádoucí nános draslíku. Ten brání správnému fungování fotonky. Tato vrstva draslíku se odstraňuje tzv. *vyžhavením anodového kroužku*.

Sestavíme elektrický obvod dle schématu na obr. 26. Mezi anodou a katodou vytvoříme brzdící napětí U o velikosti od 1 V do 2 V a do obvodu přiložíme žhavicí napětí anodového kroužku (2 V; přibližně 1,0 A až 1,2 A), přitom pozorujeme velikost fotoproudu. Jakmile zaznameneleme změnu jeho velikosti (během asi 1 až 2 s), okamžitě žhavicí napětí odpojíme. V žádném případě bychom anodový kroužek neměli žhavit déle než bylo výše popsáno. Takové počínání může nevratně narušit správnou funkčnost fotonky nebo ji dokonce zcela zničit.



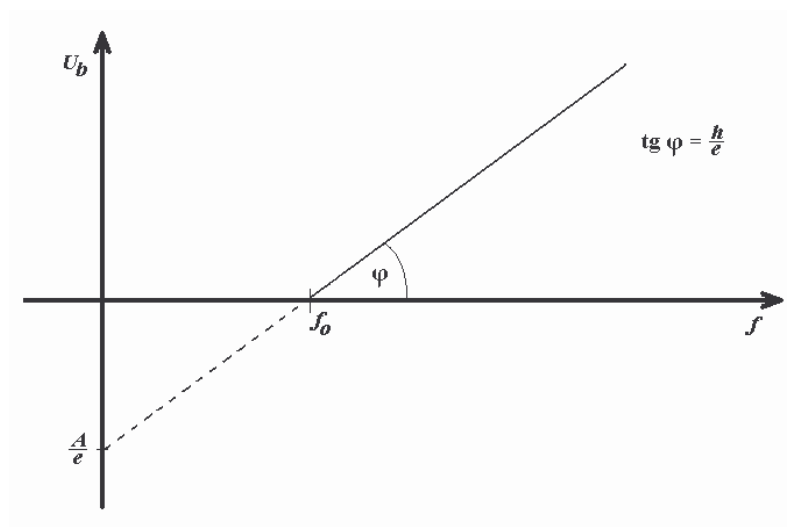
Obr. 26. Zapojení fotonky při žhavení anodového kroužku [16]

IV. 5. Vlastní měření a zpracování jeho výsledků

Je-li do grafu vynesena lineární závislost brzdného napětí U_b na frekvenci f světla, daná z Einsteinovy rovnice (2.2) vztahem

$$U_b = \frac{h}{e} f - \frac{A}{e},$$

průsečík přímky $U_b = U_b(f)$ s osou frekvencí udává prahovou frekvenci $f_0 = \frac{A}{h}$ fotoelektrického jevu. Průsečík s osou brzdného napětí je určen poměrem výstupní práce A a náboje e elektronu, směrnice přímky je pak rovna poměru Planckovy konstanty h a náboje e elektronu (viz obr. 27).

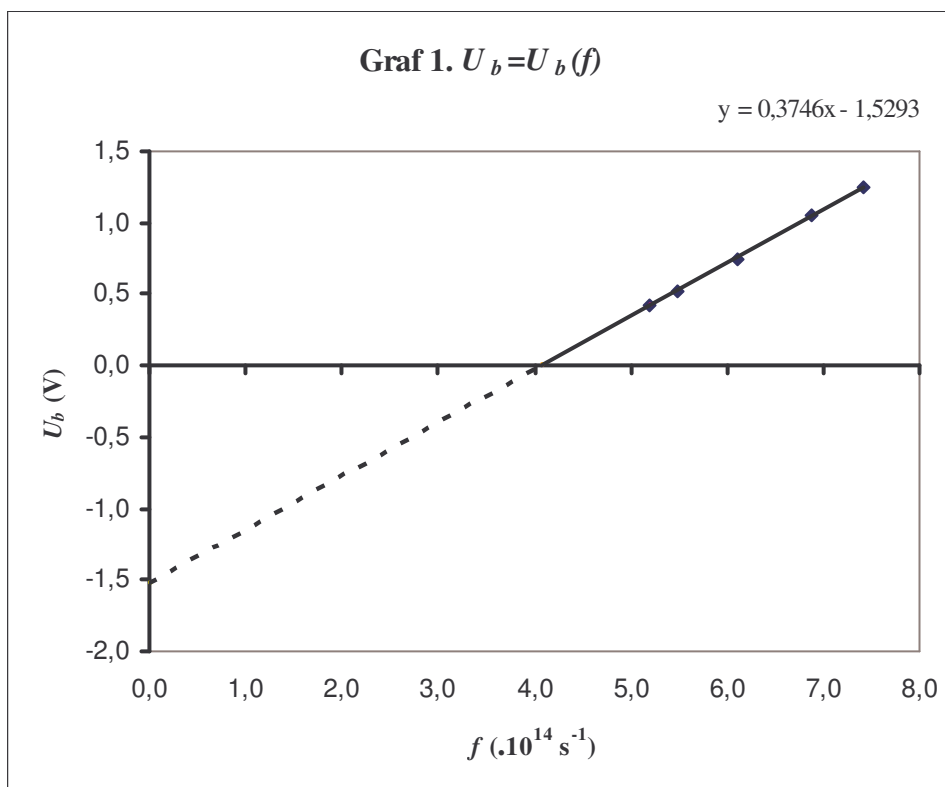


Obr. 27. Graf závislosti $U_b = U_b(f)$

Přestože je experiment prováděn na demonstračním zařízení, od něhož nelze očekávat vědecky přesné výsledky, je vhodné měření dostatečně prošetřit, tj. ověřit jeho kvalitu a reprodukovatelnost. V rámci této práce proto bylo získáno čtyřicet funkčních závislostí $U_b = U_b(f)$. Výsledky měření byly zpracovány programem Microsoft Excel, chyby měření potom programem Microsoft Origin. Z nich obdržené hodnoty Planckovy konstanty h se pohybovaly v rozmezí $2,6 \cdot 10^{-34}$ Js až $6,3 \cdot 10^{-34}$ Js.

Z měření dobrých (vzhledem k hodnotě Planckovy konstanty z nich obdržené a chybám měření) uvádíme jen tři pro ilustraci. Každé měření je pro přehlednost zpracováno na jednotlivé straně.

Měření 1	žlutá	zelená	tyrkysová	modrá	fialová
$f (\cdot 10^{14} \text{ s}^{-1})$	5,200	5,494	6,102	6,883	7,414
$U_b \text{ (V)}$	0,425	0,525	0,750	1,050	1,250



Odtud potom

směrnice $\frac{h}{e} = 0,3746 \cdot 10^{-14} \text{ Vs}$ s chybou $0,003 \cdot 10^{-14} \text{ Vs}$,

výstupní práce $A = 1,5293 \text{ eV}$ s chybou $0,02 \text{ eV}$,

prahová frekvence $f_0 \doteq 4,1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$

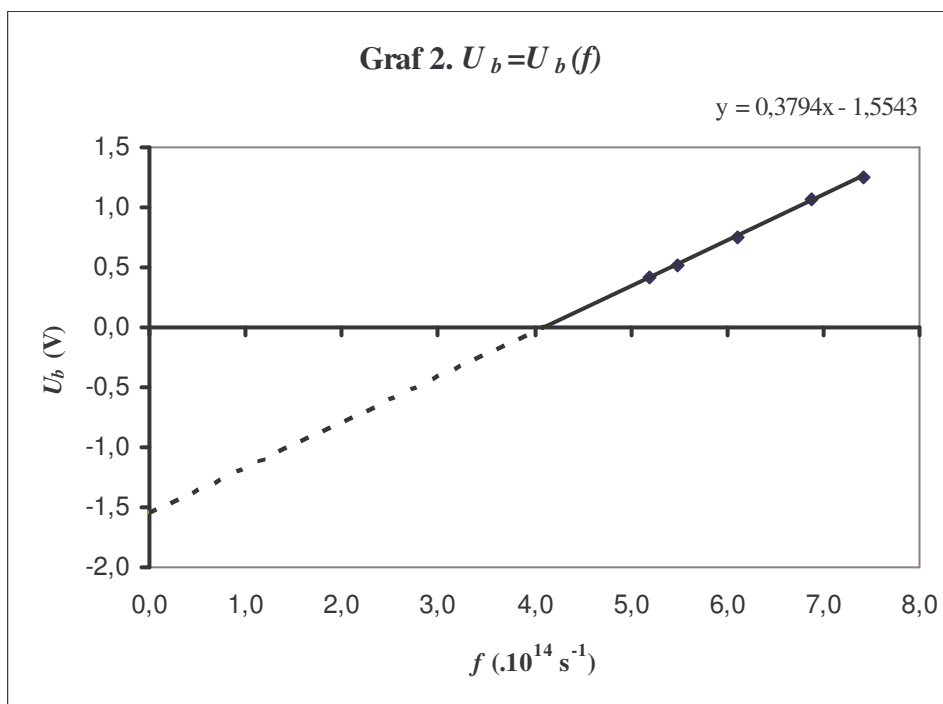
a jestliže velikost náboje elektronu $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$,

pak Planckova konstanta $h = 6,0011 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ s chybou $0,05 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.

Výsledky měření jsou tedy tyto hodnoty:

Planckova konstanta $h = (6,00 \pm 0,05) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ s relativní chybou 0,83%,
výstupní práce fotokatody $A = (1,53 \pm 0,02) \text{ eV}$ s relativní chybou 1,31%.

Měření 2	žlutá	zelená	tyrkysová	modrá	fialová
$f (\cdot 10^{14} \text{ s}^{-1})$	5,200	5,494	6,102	6,883	7,414
$U_b \text{ (V)}$	0,425	0,525	0,750	1,075	1,250



Odtud potom

směrnice $\frac{h}{e} = 0,3794 \cdot 10^{-14} \text{ Vs}$ s chybou $0,01 \cdot 10^{-14} \text{ Vs}$,

výstupní práce $A = 1,5543 \text{ eV}$ s chybou $0,05 \text{ eV}$,

prahová frekvence $f_0 \doteq 4,1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$

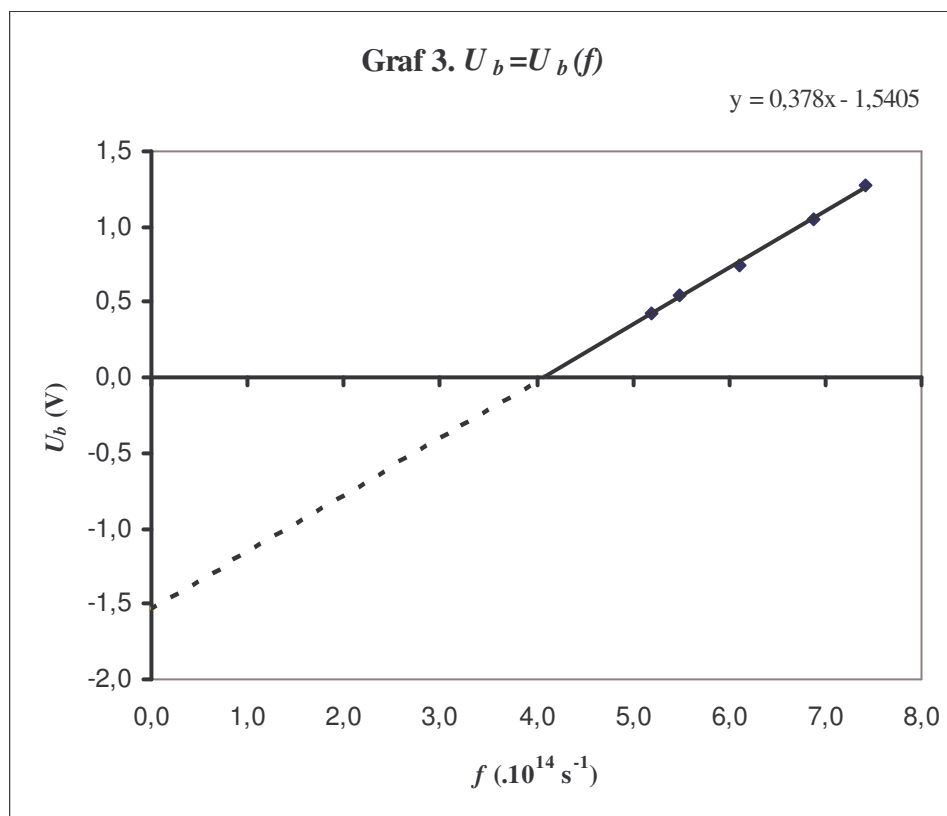
a jestliže velikost náboje elektronu $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$,

pak Planckova konstanta $h = 6,0780 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ s chybou $0,1 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.

Výsledky měření jsou tedy tyto hodnoty:

Planckova konstanta	$h = (6,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	s relativní chybou 1,64%,
výstupní práce fotokatody	$A = (1,55 \pm 0,05) \text{ eV}$	s relativní chybou 3,23%.

Měření 3	žlutá	zelená	tyrkysová	modrá	fialová
$f (\cdot 10^{14} \text{ s}^{-1})$	5,200	5,494	6,102	6,883	7,414
$U_b \text{ (V)}$	0,425	0,550	0,750	1,050	1,275



Odtud potom

směrnice $\frac{h}{e} = 0,3780 \cdot 10^{-14} \text{ Vs}$ s chybou $0,008 \cdot 10^{-14} \text{ Vs}$,

výstupní práce $A = 1,5405 \text{ eV}$ s chybou $0,05 \text{ eV}$,

prahová frekvence $f_0 \doteq 4,1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$

a jestliže velikost náboje elektronu $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$,

pak Planckova konstanta $h = 6,0556 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ s chybou $0,1 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.

Výsledky měření jsou tedy tyto hodnoty:

Planckova konstanta $h = (6,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ s relativní chybou 1,64%,
výstupní práce fotokatody $A = (1,54 \pm 0,05) \text{ eV}$ s relativní chybou 3,25%.

IV. 6. Návod pro spolehlivou realizaci experimentu

Sestavíme optickou soustavu dle obr. 25 (str. 40) tak, aby optické středy všech jejích prvků ležely na jedné přímce. Fotonku zapojíme do elektrického obvodu (obr. 21, str. 37) a ozařujeme vždy stejnou část fotokatody úzkým monochromatickým svazkem světla. Při měření brzdného napětí U_b pak může dojít ke dvěma nepříznivým situacím [16]:

- (a) Hodnoty U_b brzdného napětí nejsou pro danou frekvenci světla stabilní a reprodukovatelné. Příčinou je nepečlivé sestavení měřicího zařízení. Fotoproudy jsou velice malé a značně je ovlivní rušivé faktory. K odstranění této skutečnosti stačí zkontrolovat a napravit upevnění fotonky, povrch koaxiálních kabelů a celkové uspořádání experimentu.
- (b) Hodnoty U_b brzdného napětí jsou stabilní, ale pro různé frekvence světla se od sebe liší jen nepatrně. To může mít několik důvodů. Například kontakty pro připojení fotonky a její sklo jsou znečištěny nebo jsou kontakty zoxidované a způsobují kontaktní rezistenci a nebo se světlo velké intenzity odráží na anodovém kolektoru. Pokud se tyto možné příčiny podaří odstranit a hodnoty U_b budou stále málo odlišné, je zřejmě kolektor pokryt vrstvou draslíku* a dochází tak k tzv. opačnému úniku. Je proto třeba tuto vrstvu odstranit vyžhavením anodového kroužku. K tomuto kroku přistupujeme jen v krajním případě, nepodaří-li se problém odstranit jinak.

* Tuto skutečnost uvádí výrobce [15]. Jedná se o draslík uvolněný z alkalické vrstvy fotokatody.

IV. 7. Zhodnocení demonstračního experimentu a jeho výsledků

Provedený demonstrační pokus samozřejmě nelze srovnávat s precizním Millikanovým prověřením Einsteinova výkladu fotoelektrického jevu. Použité komerční zařízení společnosti Leybold Didactic bylo zkonstruováno pro demonstraci jevu a orientační určení hodnoty Planckovy konstanty pomocí fotonky. Z naměřené lineární závislosti $U_b = U_b(f)$ sice lze navíc získat výstupní práci A fotokatody a prahovou frekvenci f_0 fotoelektrického jevu, ale tyto hodnoty nemohou být nijak směrodatné, protože k jejich správnému určení je přinejmenším nezbytné provádět měření kontaktních potenciálů a fotopotenciálů (viz str. 28). Navíc výrobce zařízení neuvádí přesné složení ozařované elektrody – podává o ní jen informaci, že je alkalická. To, samozřejmě, relativizuje – pokud neřekneme, že úplně znehodnocuje – jakékoli úvahy o výstupní práci a prahové frekvenci fotoelektrického jevu.

Hodnoty Planckovy konstanty určené z provedených měření U_b ležely převážně v intervalu od $5,6 \cdot 10^{-34}$ Js do $6,1 \cdot 10^{-34}$ Js a jsou tedy menší než hodnota tabelovaná $h_{tab} = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js. Znamená to, že experimentálně naměřené přímky $U_b = U_b(f)$ jsou méně strmé než $U_b = U_b(f)$ ideální. Tuto skutečnost však nemůžeme nijak zvlášť posoudit. Sám výrobce fotonky totiž v přiloženém návodu [15] žádnou přesnost jejího fungování nejen nezaručuje, ale ani neuvádí, přičemž bez jakéhokoli komentáře předkládá příklad měření [15], jehož výsledkem je hodnota Planckovy konstanty asi o 10% menší než je její hodnota tabelovaná.

Provedený experiment – i přes nepřesné výsledky, které podává – lze však považovat za přínosný pro demonstraci fotoelektrického jevu, a to zvláště k ilustraci určení funkční závislosti brzdného napětí na frekvenci světla jako lineární a experimentálního určení hodnoty Planckovy konstanty.

V. ŠKOLSKÁ PREZENTACE FOTOELEKTRICKÉHO JEVU

Studium fotoelektrického jevu a jeho objasnění v rámci Einsteinovy ideje světelných kvant energie mělo zásadní význam pro vývoj fyziky. Vědomí této skutečnosti – k němuž by studenti mohli (a měli!) dospět sami na základě pochopení fotoelektrického jevu, problémů s teoretickým výkladem jeho vlastností a jeho správného vysvětlení – by zřejmě bylo dobrým cílem výuky. Dosažení tohoto cíle by jistě bylo pro studenty (i ty, kteří se fyzice později systematicky dále věnovat nebudou) přínosné. Místo toho se však většinou poprvé s fotoelektrickým jevem setkávají na střední škole prostřednictvím ne příliš šťastného výkladu [26], který čistě oznamovacím způsobem – bez podpory srozumitelných přesvědčivých argumentů – předkládá poznatky o jevu jako holá fakta. Studenti jsou nuceni si je bez porozumění zapamatovat a stejně tak závěry, které z nich plynou. Výklad potom ztrácí logickou strukturu, fyzikální obsah a myšlenkovou hodnotu. Studenti si z hodiny jako vrchol poznání odnáší Einsteinovu rovnici fotoelektrického jevu, kterou za deset dní většina z nich použije jen jako „vzoreček“ (!) při písemné práci a kterou vzápětí zapomenou. Naopak hodnotným by zcela určitě byl poctivý pečlivý (i když s ohledem na omezenou časovou dotaci předmětu poměrně stručný) výklad, který by studentům – podložen přesvědčivými argumenty – srozumitelnou formou objasnil fyzikální a fyzikálně-historické souvislosti týkající se studovaného problému. Tak by jim umožnil porozumět fotoelektrickému jevu samotnému, uvědomit si ztroskotání představ klasické fyziky při pokusech o jeho vysvětlení a konečně ocenit Einsteinovu hypotézu světelných kvant a její Millikanem provedené experimentální ověření.

VI. ZÁVĚR

„Rozejde-li se teorie s experimentem, je na obzoru pokrok.“

Max Planck

Tato slova Maxe Plancka vystihují přesně situaci, do níž se dostala fyzika na přelomu devatenáctého a dvacátého století při pokusech o teoretické vysvětlení mnoha experimentálně zjištěných vlastností řady jevů. Jedním z nich byl i fotoelektrický jev. Teoretické předpovědi, opírající se o klasickou představu, že elektrony jsou z ozařovaného vzorku emitovány v důsledku jejich urychlování elektrickou složkou dopadajícího elektromagnetického záření, se rozcházely s výsledky ne jen jednoho, ale celé řady konkrétních experimentů. Tyto rozpory se staly začátkem náročné cesty k poznání kvantového charakteru interakce elektromagnetického záření s látkou a dále k vytvoření konzistentního teoretického popisu mikrosvěta – kvantové mechaniky.

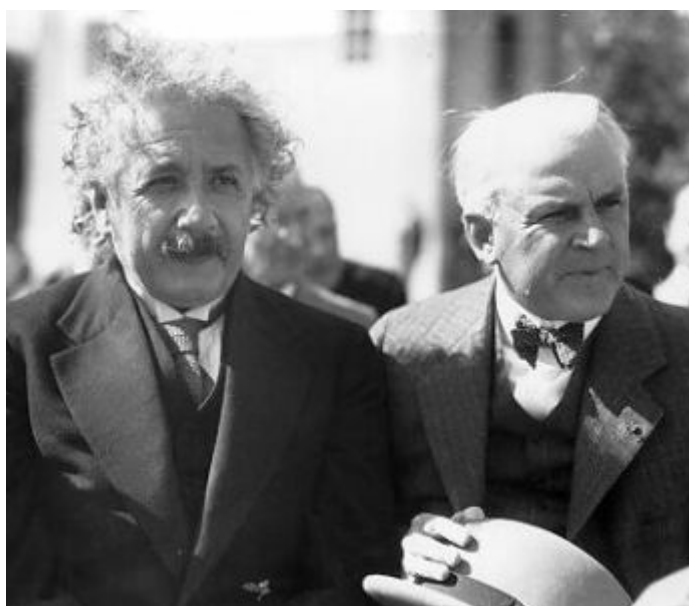
Jestliže tedy fotoelektrický jev sehrál tak významnou roli v historii fyziky, měl by být i odpovídajícím způsobem prezentován v jejích úvodních kurzech. Bylo by zřejmě podstatně přínosnější, kdyby (namísto obvyklého předkládání hotových definitivních závěrů duševně pasivním jedincům vedoucího nezbytně jen k povrchním znalostem) studenti dostali možnost sledovat, jak nesnadná byla cesta ke správnému výkladu fotoelektrického jevu a případně je nechat (pod kvalifikovaným vedením) samostatně projít některé její části.

Obrázková příloha

Albert Einstein

a

Robert Millikan



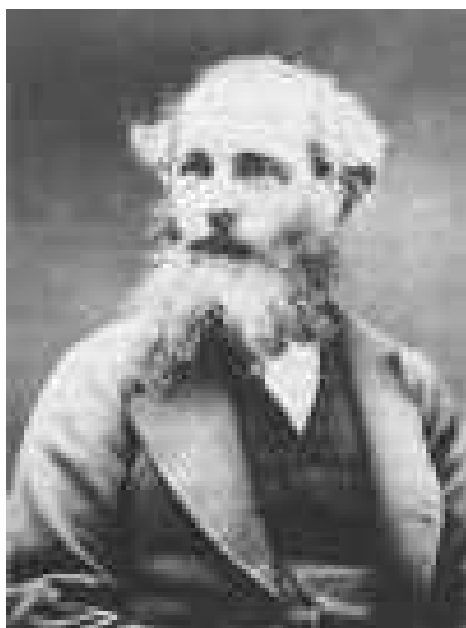
*Nobelova cena za fyziku
1921*

za zásluhy o teoretickou fyziku
se zvláštním přihlédnutím k objevu
zákona fotoelektrického jevu

*Nobelova cena za fyziku
1923*

za práce týkající se
elementárního elektrického náboje
a fotoelektrického jevu

**Portréty významných osobností
zmiňovaných v této práci**



James Maxwell
(1831 – 1879)



Heinrich Hertz
(1857 – 1894)



Wilhelm Hallwachs
(1859 – 1922)



Alexandr Stoletov
(1839 – 1896)



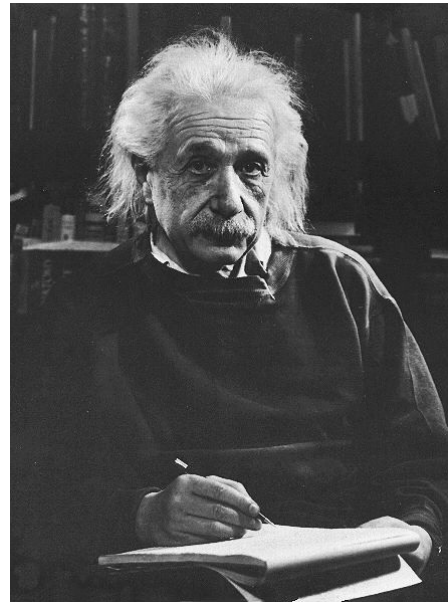
Joseph John Thomson
(1856 – 1940)



Philipp Lenard
(1862 – 1947)



Max Planck
(1858 – 1947)



Albert Einstein
(1879 – 1955)



Arthur Hughes
(1883 – 1978)



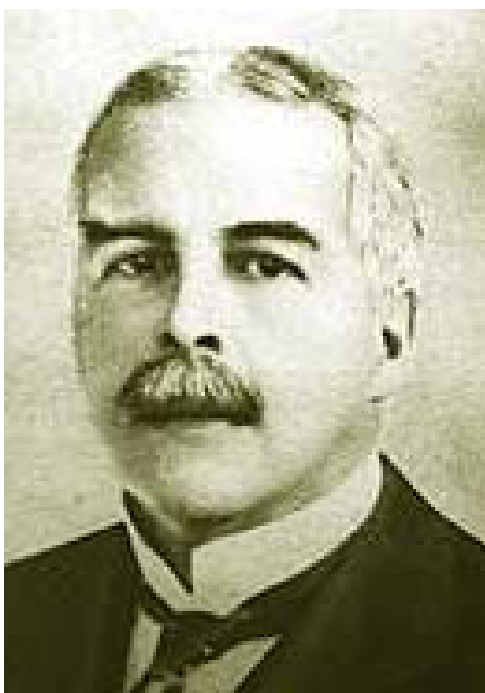
Owen Richardson
(1879 – 1959)



Arthur Compton
(1892 – 1962)



Robert Millikan
(1868 – 1953)



Gilbert Lewis
(1875 – 1946)

Použité prameny

Literatura

- [1] Einstein A.: *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Annalen der Physik **17** (1905) 132.

Podstatně dostupnější než německý originál jsou jeho komentované anglické překlady, např. American Journal of Physics **33** (1965) 367 nebo Boorse H. A., Motz L. (Eds.): *The World of the Atom*, vol. I. Basic Books, Inc., Publisher, New York 1966, příp. Stachel J. (Ed.): *Einstein's Miraculous Year: Five Papers That Changed the Face of Physics*. Princeton University Press 1998.
- [2] Boorse H. A., Motz L. (Eds.): *The World of the Atom*, vol. I. Basic Books, Inc., Publisher, New York 1966.
- [3] Millikan R. A.: *A Direct Photoelectric Determination of Planck's constant h*. The Physical Review **7** (1916) 355.
- [4] Millikan R. A.: *Albert Einstein on his Seventieth Birthday*. The Review of Modern Physics **21** (1949) 343.
- [5] Trigg G. L.: *Crucial Experiments in Modern Physics*. Van Nostrand Reinhold Company, New York 1971. Existuje i ruský překlad: *Rešajuščije eksperimenty v sovremennoj fizike*. Mir, Moskva 1974.
- [6] Arons A. B.: *Teaching Introductory Physics*. J. Wiley & Sons, New York 1997.
- [7] Jammer M.: *Evoljucija ponjatij kvantovoj mechaniki*. Nauka, Moskva 1985.
- [8] Zajac R., Pišút J., Šebesta J.: *Historické pramene súčasnej fyziky 2*. Vydavateľsto UK, Bratislava 1997.
- [9] Alonso M., Finn E. J.: *Fundamental University Physics*, vol. II. Addison – Wesley, Reading, Massachusetts 1970.
- [10] Pišút J., Zajac R.: *O atómoch a kvantovaní*. Alfa, Bratislava 1983.
- [11] Podolský J.: *Zrození Maxwellovy teorie a formalismu vektorové analýzy*. Pokroky matematiky, fyziky a astronomie **43** (1998) 237.

- [12] Herneck F.: *Průkopníci atomového věku*. Orbis, Praha 1974.
- [13] Maxwell J. C.: *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. Royal Society Transactions **155** (1864).
- [14] Maxwell J. C.: *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, Oxford 1873.
- [15] Leybold Didactic: *Photocell for determining h* . Instruction Sheet 558 77/78. Hürth 1989.
- [16] Leybold Didactic: *Photo Cell for determining Planck's constant*. Instruction Sheet 558 77. Hürth 1999.
- [17] Leybold Didactic: *Basic Device for Photo Cell*. Instruction Sheet 558,791. Hürth 2000.
- [18] Beiser A.: *Úvod do moderní fyziky*. Academia, Praha 1977.
- [19] Brand J. C. D.: *Lines of Light*. Gordon and Breach Publishers, Amsterdam 1995.
- [20] Kudrjavcev P. S.: *Kurs istorii fiziky*. Prosveščeniye, Moskva 1974.
- [21] Horák Z., Krupka F.: *Fyzika*. Alfa, Praha 1976.
- [22] Kutálek J.: *Experimenty důležité pro úvodní výklad kvantové mechaniky*. Diplomová práce. Přírodovědecká fakulta MU, Brno 1994.
- [23] Brož J., Roskovec V.: *Základní fyzikální konstanty*. SPN, Praha 1988.
- [24] *Gesammelte Werke von Heinrich Hertz*. Barth J. A., Leipzig 1891.
- [25] Einstein A.: *Zur Theorie der Lichterzeugung und Lichtabsorption*. Annalen der Physik **20** (1906) 199.
- [26] Štoll I.: *Fyzika pro gymnázia – Fyzika mikrosvěta*. Prometheus, Praha 2002.

Webové stránky

- [27] Lacina A.: *Několik kroků do mikrosvěta 2*. Přírodovědecká fakulta MU, Katedra obecné fyziky, Brno 2005.
<http://www.physics.muni.cz/kof/seminare/p23.pdf>
- [28] Fowler M.: *The Photoelectric Effect*. University of Virginia, 1997.
http://galileo.phys.virginia.edu/classes/252/photoelectric_effect.html
- [29] Acolyte Science: *Der Lichtelektrische Effekt*. Acolyte Science, 1999.
<http://www.acolytescience.co.uk/origins/hertz.html>
- [30] Lacina A.: *Postrecenze učebnice „Fyzika pro gymnázia – Fyzika mikrosvěta“*. Přírodovědecká fakulta MU, Katedra obecné fyziky, Brno 2001.
<http://www.physics.muni.cz/kof/recenze/post7.pdf>
- [31] Physicsweb: *1905: Einstein's Paper Revolution*. IOP Publishing Ltd, 1998.
<http://physicsweb.org/articles/review/11/10/1>
- [32] National Institute of Standards and Technology, 2005: *Strong Lines of Mercury (Hg)*.
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/mercurytable2.htm>
- [33] The Nobel Foundation, 2005: *The Nobel Prize in Physics – Laureates*.
<http://nobelprize.org/physics/laureates/>
- [34] Millikan R. A.: *The Electron and the Light–Quant from the Experimental Point of View*. Nobel Lecture, 1924.
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1923/millikan-lecture.pdf>
- [35] John Jenkins SparkMuseum: *Hertz table*.
http://www.sparkmuseum.com/images/Misc-Images/HERTZ_TABLE.JPG
- [36] Eugenii K.: *Heinrich Rudolf Hertz*. The Hebrew University, Jerusalem 2004.
<http://chem.ch.huji.ac.il/~eugeniik/history/hertz.htm>
- [37] Ludwig Maximilians Universität München, Fakultät für Physik: *Wilhelm Hallwachs (1859 – 1922)*.
http://www.physik.uni-muenchen.de/leifiphysik/web_ph12/geschichte/09hallwachs/hallwachs.htm

- [38] Garuccio A.: *Aleksandr Stoletov*. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Università e Politecnico di Bari, 2002.
http://www.ba.infn.it/~garuccio/didattica/fotoelettrico/personaggi/biografia_stoletov.htm
- [39] Washington University Libraries: *Arthur L. Hughes, 1883 – 1978*. Washington University, St. Louis, Missouri, USA 2000.
<http://library.wustl.edu/units/spec/exhibits/crow/hughesbio.html>
- [40] Infoamerica: *Gilbert Newton Lewis (1885 – 1946)*.
<http://www.infoamerica.org/teoria/lewis1.htm>
- [41] Eugenii K.: *Robert Andrews Millikan*. The Hebrew University, Jerusalem 2004.
<http://chem.ch.huji.ac.il/~eugeniik/history/millikan.html>