

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

# DISERTAČNÍ PRÁCE



**Martin Beránek**

## **Laboratorní výzkum nabíjení prachových zrn**

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Školitel: Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: F-2 / Fyzika plazmatu a ionizovaných prostředí

Praha, 2015



Prohlašuji, že jsem svou disertační práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 1. 9. 2015

Martin Beránek



**Název práce:** Laboratorní výzkum nabíjení prachových zrn  
**Autor:** Martin Beránek  
**Katedra:** Katedra fyziky povrchů a plazmatu  
**Vedoucí disertační práce:** Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc.  
**E-mail vedoucího:** Zdenek.Nemecek@mff.cuni.cz  
**Abstrakt:** Práce je zaměřena na studium nabíjecích procesů prachových zrn. Experimentální část se zabývá interakcí elektronů s prachovým zrnem a procesy samovybíjení zrn – polní emisí a polní ionizací. Druhá část práce se týká realizace nového konceptu lineární elektrodynamické pasti pro studium nabíjení prachových zrn.  
Bylo pozorováno nabíjení prachových zrn na vysoké kladné potenciály dopadem vysokoenergetických primárních elektronů a nárůst výtěžku sekundární elektron-elektronové emise u nabitých záporných zrn. Dále byly změřeny charakteristiky samovybíjení kladných a záporných zrn. U kladných zrn byla pozorována souvislost mezi samovybíjením polní ionizací a difuzí atomů ven ze zrna, která ukazuje na vysokou pravděpodobnost ionizace odcházejících částic i při nižších intenzitách pole, než běžně uváděné prahy pro polní ionizaci.  
Na základě návrhu v diplomové práci byla zkonstruována lineární kvadrupólová past a úspěšně provedeno ověřovací měření, které potvrdilo očekávané vlastnosti pasti. Pomocí numerického modelu elektrického pole v pasti byl analyzován možný vliv některých konstrukčních nepřesností na chování pasti.  
**Klíčová slova:** prachová zrna, polní emise, polní ionizace, lineární elektrodynamická past, kvadrupól

---

**Title:** Laboratory Investigation of Dust Grain Charging  
**Author:** Martin Beránek  
**Department:** Department of Surface and Plasma Science  
**Supervisor:** Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc.  
**Supervisor's e-mail:** Zdenek.Nemecek@mff.cuni.cz  
**Abstract:** The present thesis is focused on study of dust grain charging. The experimental part covers interaction between dust grains and high-energy electrons and self-discharging of grains by both field electron emission and field ionization. The second part of the thesis describes construction and evaluation of a linear electrodynamic trap of the novel design.  
We have observed charging of small dust grains towards high positive electric potentials when bombarded by the high-energy electron beam. We have described an increase of the secondary electron-electron emission yield from negatively charged grains due to the surface field. Further, self-discharging characteristics for both positively and negatively charged grains were measured. The relationship between discharging rate and the rate of the flow of atoms leaving the grain surface due to diffusion was observed for positively charged grains. This suggests significantly lower surface field necessary for ionizing such atoms compared to the ionization of atoms of surrounding gas and compared to the typically published field ionization thresholds.  
Based on the design published in the master thesis, a linear quadrupole trap of novel design was constructed. Testing measurements confirmed functionality and expected characteristics of the trap. In addition, effects of possible mechanical imperfections of the trap construction was analyzed utilizing the numerical model of the electric field inside the trap.  
**Keywords:** dust grains, field emission, field ionization, linear electrodynamic trap, quadrupole



# Obsah

<b>1.</b>	<b>Úvod</b>	3
<b>2.</b>	<b>Přehled současného stavu</b>	5
2.1.	Prachová zrna a nabíjecí procesy	5
2.2.	Laboratorní experimenty	6
2.3.	Nabíjení izolovaného prachového zrna	7
2.4.	Experimentální aparatura	9
<b>3.</b>	<b>Cíle práce</b>	13
<b>4.</b>	<b>Nabíjení a vybíjení prachových zrn</b>	15
4.1.	Použité materiály	15
4.2.	Sekundární elektron-elektronová emise	17
4.3.	Polní emise	19
4.4.	Polní ionizace	22
<b>5.</b>	<b>Lineární kvadrupólová past</b>	29
5.1.	Základní princip	29
5.2.	Numerická analýza pole v pasti	32
5.3.	Ověřovací měření	35
<b>6.</b>	<b>Závěr</b>	39
	<b>Použitá literatura</b>	41
<b>A.</b>	<b>Přiložené publikace</b>	47
A1.	Beránek a kol. [2009a], <i>Secondary electron emission from highly charged</i>	49
A2.	Beránek a kol. [2010], <i>Dust as a Gas Carrier</i>	55
A3.	Beránek a kol. [2011], <i>Self-discharging of dust grains by ion field emission</i>	61
A4.	Němeček a kol. [2011], <i>Lunar Dust Grain Charging by Electron Impact</i>	71
A5.	Beránek a kol. [2012], <i>Linear trap with three orthogonal quadrupole fields</i>	79





# 1. Úvod

Výrazem prachová zrna se označují malé pevné částice. Obvykle se pod tento pojem zahrnují objekty o velikostech od jednotek nanometrů do desítek až stovek mikrometrů. Jsou tvořena širokou škálou běžných materiálů. Například křemičitany, uhlík a sloučeniny uhlíku, železité minerály [Draine, 2003, Leinert & Grün, 1990], vodní nebo jiný led [Eiroa & Hodapp, 1989, Hansen a kol., 2006], uhlíkový a kovový prach v tokamacích [Sharpe a kol., 2002] a mnoho dalších materiálů v různých prostředích.

Prachová zrna mají z důvodu své velikosti některé fyzikální vlastnosti podstatně odlišné od makroskopických objektů. Navíc samotný rozměr může být parametrem kvalitativně ovlivňujícím stav a chování zrna. Významné odchylky nastávají u nabíjecích procesů a při interakci zrn s nabitými částicemi. Rozměr zrna může ovlivnit i výsledné znaménko rovnovážného náboje v daném okolním prostředí, viz například Goertz [1989].

Prachová zrna vyskytující se v plazmatu také ovlivňují své okolí. Elektrony a ionty mohou být prachem zachyceny, případně rozptýleny. Nové nabitě částice se dostávají do okolního prostředí díky fotoemisi, sekundární nebo polní emisi. Silné pole kolem zrna může ionizovat neutrální atomy.

Znalost nabíjecích procesů, a tedy výsledného náboje zrna, je důležitá i pro analýzu a modelování pohybu prachu. Už při běžných povrchových potenciálech se projevuje vysoký měrný náboj a pohyb prachového zrna je ovlivněn elektromagnetickými silami. Leinert & Grün [1990] například uvádí, že pohyb zrn o velikosti  $0,1 \mu\text{m}$  v meziplanetárním prostředí sluneční soustavy je řízen především magnetickým polem, elektromagnetické síly také transportují prach v tokamacích [Krasheninnikov a kol., 2004] a umožňují i tvorbu prachových krystalů [Thomas a kol., 1994].

Tato práce se zabývá především laboratorním výzkumem jednotlivých nabíjecích procesů a jejich parametrů. V laboratoři získaná základní data mohou být vstupem komplexních modelů popisujících pohyb a nabíjení prachových zrn v reálných prostředích. Studium nabíjecích procesů prachových zrn také doplňuje všeobecná experimentální data o podmínky těžko dostupné jinými měřicími technikami (například extrémně malé nabíjecí a vybíjecí proudy).

Experiment na katedře fyziky povrchů a plazmatu [Čermák, 1994, Pavlů a kol., 2004], na kterém je získána většina dat pro tuto práci, využívá elektrodynamickou past s válcově symetrickým kvadrupólovým polem, ve kterém je zachyceno jediné zkoumané zrna izolované v ultravysokém vakuu. Na základě frekvence jeho vlastních kmitů je optickým systémem určován okamžitý měrný náboj a s využitím speciálních postupů a pomocí říditelných elektronových a iontových svazků je možné určit další parametry zrna a měřit jak hodnoty rovnovážného potenciálu, tak sledovat dynamické nabíjecí a

vybíjecí procesy. Tímto způsobem je možné měřit i proudy menší než jednotky elektronů za sekundu z celého povrchu zrna.

Jedním z problémů experimentální aparatury kritickým pro určité experimenty jsou pozadové proudy tvořené především sekundárními elektrony z elektrod pasti. Tyto proudy neznámým a z větší části nekontrolovatelným způsobem zasahují do nabíjení zrna, proto je snaha omezit jejich velikost různými konstrukčními metodami a postupy. Snížení nežádoucího pozadí bylo motivací pro vývoj nové elektrodynamické pasti využívající tyčové elektrody. Teoretický návrh pasti byl předmětem diplomové práce Beránek [2007], v této práci prezentujeme ověřovací měření pasti sestavené podle odkazovaného návrhu.

Předložená práce se skládá ze šesti kapitol a přílohy v podobě pěti článků publikovaných v recenzovaných časopisech či sbornících. Po první úvodní kapitole následuje shrnutí současného stavu řešeného problému a popis metod používaných pro studium nabíjení prachových zrn. Třetí kapitola shrnuje cíle práce. Ve čtvrté kapitole jsou uvedeny získané experimentální výsledky výzkumu nabíjení prachových částic, které jsou také obsahem příložených článků. Pátá kapitola se týká nové konstrukce tyčové kvadrupólové pasti. Popisujeme v ní princip funkce pasti, vliv mechanických nepřesností konstrukce určený na základě numerického výpočtu elektrického pole a kapitolu zakončují výsledky testovacího měření prachového zrna zachyceného v pasti. Poslední, šestá kapitola pak shrnuje dosažené výsledky.

---

Práce vznikla na katedře fyziky povrchů a plazmatu a byla během měření podporována řadou projektů. Finančně náročná realizace kvadrupólové pasti podle návrhu v diplomové práci byla podporována Výzkumným záměrem MSM 0021620860, v současnosti pak její další rozšiřování projektem PRVOUK 45. Vědecké výsledky byly podporovány několika projekty Grantové agentury ČR (nyní např. P209/11/1412) a Grantové agentury Univerzity Karlovy (v současnosti 1410203).

## 2. Přehled současného stavu

### 2.1. Prachová zrna a nabíjecí procesy

Vzhledem k významu elektrického náboje pro chování prachových zrn jsou různé nabíjecí procesy vedoucí k ustanovení rovnovážného povrchového potenciálu důležitou oblastí výzkumu. Jednotlivé příspěvky k nabíjení zrna ovlivňuje jak okolní prostředí, tak i vlastnosti a okamžitý stav samotného zrna. Mezi procesy určující náboj zrna patří záchyt nabitých částic z okolí, sekundární elektronová emise, fotoemise, vybíjení zrn polní emisí a polní ionizací, triboelektrické nabíjení a další.

Sekundární elektron-elektronová emise (SEEE) se projevuje při energiích dopadajících elektronů v desítkách eV a vyšších. To nastává ve vysokoteplotním plazmatu nebo v přítomnosti supertermálních elektronů. Na rozdíl od prostého záchytu je SEEE komplexnější proces o výtěžku měnícím se jak s energií primárních elektronů, tak i s vlastnostmi konkrétního zrna. Nabité prachové zrno urychluje nebo zpomaluje dopadající primární elektrony a zároveň, v případě kladného náboje, zachycuje zpět nízkoenergetickou část spektra sekundárních elektronů, čímž mění efektivní nabíjecí proud. Z těchto důvodů, může mít rovnovážný náboj zrna v prostředí se sekundární emisí více stabilních hodnot [Meyer-Vemet, 1982].

Výtěžek sekundární emise silně závisí na tvaru (zakřivení) a velikosti zrna [Draine & Salpeter, 1979, Bringol & Hyde, 1997]. To je způsobeno rozměry srovnatelnými s hloubkou průniku primárních elektronů, jak pomocí numerického modelu podrobněji ukazuje Richterová a kol. [2010]. Nárůst rovnovážného potenciálu při vysokých energiích primárních elektronů pro malá zrna byl potvrzen i experimentálně (např. Richterová a kol. [2007]). Abbas a kol. [2007] popisuje experimentálně zjištěnou závislost rovnovážného potenciálu na velikosti pro zrna měsíčního prachu i při energiích primárních elektronů v řádu desítek eV.

Pro kosmický prach v meziplanetárním prostoru je podstatným nabíjecím procesem také fotoemise vyvolaná UV fotony slunečního záření. I v tomto případě existuje u prachových zrn závislost na rozměru [Mukai, 1981, Draine & Lee, 1984] a výsledný rovnovážný potenciál izolovaného zrna bude mimo jiné funkcí tvaru spektra fotoelektronů.

Malá zrna, případně zrna nepravidelného tvaru, mohou na svém povrchu dosáhnout vysokých intenzit elektrického pole v řádu V/nm i při poměrně nízkých potenciálech. Např. Draine & Salpeter [1979] uvádí na základě Fowler-Nordheimovy teorie prahovou intenzitu elektrického pole pro polní elektronovou emisi řádově 1 V/nm. Pole potřebné pro autoemisní vybíjení kladných zrna by mělo být více než o řád vyšší [Müller & Bahadur, 1956, Draine & Salpeter, 1979]. Na druhou stranu laboratorní experimenty s jednotlivými prachovými zrny poukazují na existenci autoemise z kladných zrn už

při podstatně nižších intenzitách [Sternovsky a kol., 2001] spolu se závislostí na historii předchozího nabíjení konkrétního zrna [Jeřáb a kol., 2007, Pavlů a kol., 2008a].

Vzhledem k exponenciálnímu nárůstu autoemisních proudů s intenzitou elektrického pole je tímto prakticky určena horní mez náboje zrn. Konkrétní hodnota mezní dosažitelné intenzity má potom důsledky pro případnou fragmentaci zrn elektrickými silami (např. Mendis [2001]).

I pole o intenzitě menší než práh potřebný k autoemisi ovlivňuje výtěžek sekundárních elektronů. Nárůst výtěžku SEEE a fotoemise z tenkých nevodivých vrstev díky elektrickému poli byl popsán mnoha autory, např. Buzulutskov a kol. [1995]. Abbas a kol. [2007] popisuje nárůst výtěžku fotoemise z jednotlivých zrn měsíčního prachu při potenciálech v řádu desítek volt na  $\mu\text{m}$  poloměru zrna. Elektrické pole mění pravděpodobnost průchodu elektronů přes povrch [Chung, 1975] ovlivňuje i sekundární emisi z vodivých materiálů, ačkoliv se tento vliv často zanedbává.

## 2.2. Laboratorní experimenty

V laboratorní experimentech jsou zkoumány buďto jednotlivé nabíjecí procesy při interakci jediného izolovaného zrna a nabitých částic nebo fotonů, nebo se pozoruje komplexní interakce prachu a plazmatu (např. Sheehan a kol. [1990], Walch a kol. [1994]). Vzhledem k zaměření předkládané práce se budeme podrobně věnovat pouze prvnímu typu experimentů.

Experimenty s izolovanými prachovými zrny byly využity ke studiu fotoemise vybuzené měkkým Röntgenovým zářením (například Grimm a kol. [2006]) i UV zářením (např. Abbas a kol. [2006]) nebo sekundární elektronové emise (např. Švestka a kol. [1993]). Dalšími zkoumanými jevy bylo například samovolné vybíjení záporných zrn polní elektronovou emisí [Pavlů a kol., 2008a] a kladných zrn polní ionizací [Sternovsky a kol., 2001]. Tématy výzkumu bylo i odprašování zrn a další specifické jevy spojené s malými rozměry a velkým zakřivením povrchu zrn (například Pavlů a kol. [2008b] odkazy v tomto článku).

Tyto experimenty jsou zpravidla založeny na zachycení izolovaného zrna ve volném prostoru ve střídavém elektrickém poli. Existují i konfigurace, kde zrno pouze jednorázově propadne nabíjecím svazkem a měří se získaný náboj (například Sickafoose a kol. [2001]), ale krátká doba interakce zrna se svazkem a nemožnost delších či opakovaných měření na stejném zrně umožňují pouze některé typy měření. Pro záchyt zrna ve střídavém elektrickém poli se používá prakticky výhradně válcově symetrická kvadrupolová past [Paul & Steinwedel, 1956, Wuerker a kol., 1959] nebo její drobné modifikace mající za cíl zjednodušit tvary elektrod, případně umožnit lepší přístup ke zkoumanému zrně.

Přímo měřenou veličinou je měrný náboj zrna (podíl náboje a hmotnosti). Ten se experimentálně určuje například podle velikosti elektrického pole potřebného pro vyrovnání vlastní tíhy zrna [Arnold & Hessel, 1985, Abbas a kol., 2002], nebo na základě frekvence vlastních kmitů zrna zachyceného ve střídavém poli pasti [Čermák, 1994, Hars & Tass, 1995, Schlemmer a kol., 2001]. Druhá z uvedených metod umožňuje získat přesnější výsledky pro podstatně větší rozsah hodnot měrného náboje a je používána v předkládané práci.

Využitím dalších specifických experimentálních postupů je možné na základě známého měrného náboje a jeho změn za určitých podmínek zjistit další informace o zkoumaném zrně. Některé z těchto metod jsou popsány v dalších kapitolách.

## 2.3. Nabíjení izolovaného prachového zrna

Vlastní potenciál zrna snižuje nebo zvyšuje energii dopadajících nabitých primárních částic. Účinný průřez pro interakci s elektrony nebo ionty se mění úměrně tomuto potenciálu. Kladně nabitě zrně přitahuje zpět pomalé sekundární elektrony a tím snižuje efektivní výtěžek sekundární emise.

V následujícím textu rozeberu podrobněji možné chování zrna při interakci se svazkem nabitých částic.

### Elektronový svazek

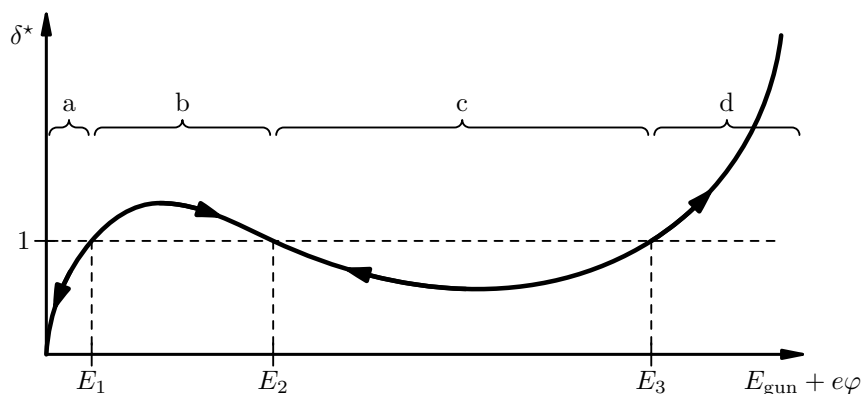
Zaměříme se na změnu povrchového potenciálu zrna vyvolanou dopadem monoenergetického elektronového svazku na jeho povrch. Procesy, které svazek vyvolává, se liší v závislosti na jeho energii. Ve výpočtech je třeba vzít v úvahu, že energie dopadajících elektronů je energie svazku zvýšená nebo snižená o povrchový potenciál zrna.

Pro popis změny náboje izolovaného zrna se hodí zdefinovat výtěžek  $\delta^*$  jako počet emitovaných sekundárních elektronů ku počtu zachycených primárních elektronů, tedy

$$\delta^* = \frac{\delta}{1 - \eta}, \quad (2.1)$$

kde  $\delta$  je výtěžek sekundární emise (počet sekundárních elektronů na jeden dopadající primární) a  $\eta$  výtěžek rozptýlených elektronů. Efektivní výtěžek je dále pro kladná zrna snižený o nízkoenergetické sekundární elektrony, které nemají dostatečnou energii na překonání potenciálu zrna.

Typický tvar závislosti  $\delta^*$  na energii dopadajících elektronů je nakreslen v grafu 2.1. Oblast (c) není přítomná u všech materiálů a velikostí zrn. V řadě případů výtěžek po překročení  $E_1$  už neklesne pod jednotku. Prudký nárůst výtěžku v oblasti (d) a energie, u kterých nastane, závisí podstatně na rozměru a tvaru zrna [Bringol & Hyde, 1997, Richterová a kol., 2010].



Obr. 2.1 – Výtěžek sekundární elektron-elektronové emise a směr nabíjení zrna v závislosti na energii dopadajících elektronů. Výtěžek  $\delta^*$  je definován rovnicí (2.1).

Procesy probíhající v jednotlivých oblastech:

- a) Energie dopadajících elektronů je zhruba desítky eV a méně (konkrétní hodnota  $E_1$  závisí na materiálu zrna). Výtěžek sekundární elektron-elektronové emise je menší než jedna, dochází především k záchytu elektronů a náboj zrna se mění záporným směrem.

Pokud je zrno nabito záporně, je možné vždy zvolit energii děla tak, že dopadající elektrony budou mít energii v této oblasti a budou zrno nabíjet do vyšších záporných potenciálů. Nabíjení se zastaví ve chvíli, kdy se potenciál zrna vyrovná s energií svazku a účinný průřez interakce klesne k nule. Postupným zvyšováním energie svazku v souladu s nárůstem náboje lze postupně zvednout potenciál zrna až k limitu danému podle konkrétní situace buďto maximální dostupnou energií elektronového děla, nebo vyrovnáním nabíjecího a autoemisního proudu.

- b) Výtěžek sekundární elektronové emise je vyšší než jedna. Zrno se bude nabíjet směrem k vyššímu kladnému potenciálu.

Náboj kladného zrna snižuje efektivní výtěžek zpětným záchytem nízkoenergetických sekundárních elektronů. Jeho potenciál se proto stabilizuje na malé kladné hodnotě v řádu jednotek voltů tak, aby efektivní výtěžek SEEE byl právě jedna.

Záporné zrno se bude vybíjet tak dlouho, dokud energie dopadajících elektronů nedosáhne hodnoty  $E_2$ .

- c) Výtěžek SEEE je menší než jedna. Potenciál záporného zrna se stabilizuje na takové hodnotě, aby energie dopadajících elektronů byla právě  $E_2$ , kladné zrno se buď zcela vybije, nebo jeho potenciál klesne natolik, že energie dopadajících elektronů bude nižší než  $E_2$  a vybíjení se zastaví.

- d) Dráha primárních elektronů v zrně je srovnatelná s velikostí zrna. Množství zachycených primárních elektronů klesá, ale během svého průletu stále vytváří sekundáry. Výtěžek  $\delta^*$  roste nade všechny meze.

Záporné zrno bude v této oblasti brzy vybito. Naopak potenciál kladného zrna může narůst do velmi vysokých hodnot. Část sekundárních elektronů je zachycena zpět vlastním polem zrna, ale díky zanedbatelnému záchytu primárních elektronů stačí i zbylá vysokoenergetická část spektra sekundárních elektronů k nabíjení zrna do kladných potenciálů.

Konkrétní velikost dosažitelného potenciálu a hodnota energie  $E_3$  výrazně závisí na rozměrech, tvaru a materiálu zrna. Při dostatečné energii primárních elektronů bude v praxi omezením potenciálu autoemisní vybíjení.

## Iontový svazek

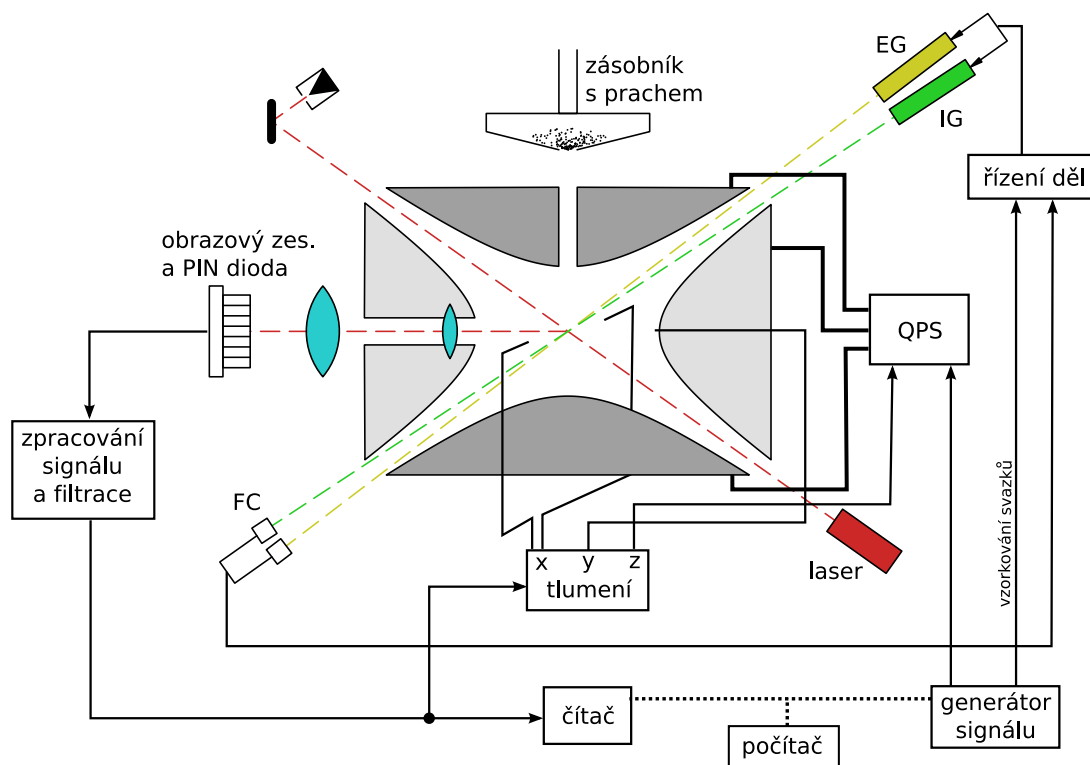
Kladné ionty, které mají dost energie, aby dopadly na zrno, jej nabíjejí vždy směrem ke kladným potenciálům. Dosažitelný potenciál zrna je kvůli pozadovým proudům mírně nižší, než energie primárního svazku.

Pokud na kladné zrno míří svazek s nízkou energií, jsou všechny primární částice odkloněny a mohou vyrazet pozadové sekundární elektrony z elektrod v okolí zrna a ionizovat zbytkovou atmosféru. Takto vzniklé elektrony zrno pomalu vybíjejí. Efekt je využit u metody měření specifické kapacity popsané níže.

## Autoemisní vybíjení

Dostatečně nabitě zrna ponechané v pasti se po vypnutí elektronového nebo iontového svazku začne samovolně vybíjet. Protože je izolované a jediným proudem je autoemisní vybíjení, můžeme velikost tohoto proudu zjistit zderivováním časového vývoje měrného náboje. Okamžitá intenzita pole na povrchu je přímo úměrná měrnému náboji (pro dokonale kulová zrna je konstanta úměrnosti měrná kapacita podělená poloměrem zrna).

Tento postup měření spojuje dohromady časový průběh vybíjení se změnou náboje, a tedy i pole. Pokud můžeme předpokládat, že vybíjecí proud není přímo závislý na čase, zbývá pouze změna elektrického pole a z jednoho průběhu vybíjení v čase je možno zrekonstruovat závislost autoemisního proudu na intenzitě elektrického pole. Pokud je naopak cílem časovou závislost zkoumat, potřebujeme upravit metodu.



Obr. 2.2 – Schéma měřicí aparatury. Vysokonapěťový zesilovač (QPS) poskytuje říditelné střídavé napětí pro elektrody pasti o typické amplitudě ve stovkách volt a frekvenci od stovek Hz do deseti kHz. Informace o poloze zrna získaná PIN diodou z rozptýleného světla slouží pro čítání frekvence kmitů a pro zpětnovazební stabilizaci a tlumení kmitů pomocí slabých přidavných elektrických polí. Nabíjení zrna je možné řídit elektronovým (EG) a iontovým (IG) dělem s regulovatelnými energiemi a proudem svazků.

## 2.4. Experimentální aparatura

V následující části popíšeme podrobněji aparaturu, na které byly získány experimentální výsledky předkládané v této práci, a její možnosti. Základem aparatury je kvadrupolová elektrostatická past umístěná v komoře vyčerpané na ultravysoké vakuu (pracovní tlak řádově  $10^{-7}$  Pa). Měrný náboj jediného zachyceného zrna je určován na základě

frekvence jeho vlastních kmitů a známých parametrů elektrického pole. Poloha a pohyb zrna se sleduje pomocí rozptýleného světla dopadajícího na obrazový zesilovač a následně PIN diodu. Díky informaci o okamžité poloze zrna je možné řídit a tlumit jeho kmity v pasti jen pomocí slabých elektrických polí a udržet jej v spolehlivě zachycené v pasti během různých experimentů po principiálně neomezenou dobu [Čermák, 1994, Pavlů a kol., 2004].

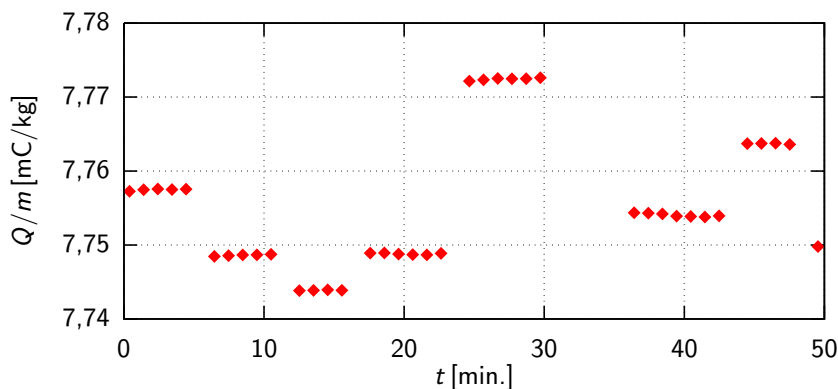
Schéma aparatury je na obrázku 2.2. K samotnému provádění nabíjecích experimentů slouží elektronový a iontový zdroj. Na zrno můžeme nechat dopadat svazky s říditelným proudem i energií podle potřeb konkrétního experimentu. Dosažitelná energie je 12,5 keV pro elektronový a 10 keV pro iontový svazek.

Detekce kmitů probíhající optickou cestou určuje spodní mez velikosti zrna, kdy bude rozptýlené světlo nedostatečné pro fungování detekce, na zhruba průměr půl mikrometru. Opačnou mez určuje nejnižší měrný náboje, při kterém je ještě možné zrno možné spolehlivě udržet v pasti. Pro nízké měrné náboje klesá hloubka potenciálové jámy a síla udržující zrno v pasti. Mezní hodnota je zhruba 5 mC/kg. S ohledem na hustotu zrna a požadavky konkrétního experimentu je průměr zkoumaných zrn s hustou řádu malých jednotek tisíc kg/m<sup>3</sup> limitován shora asi deseti mikrometry.

## Určení hmotnosti

Základní metoda určení hmotnosti zrna spočívá v detekci změny měrného náboje při nabití nebo vybití o malý celočíselný počet elementárních nábojů.

Jako příklad vezměme zrno ze skelného uhlíku o průměru 3,7 μm a hmotnosti 35 pg. Pokud je nabito 2000 elementárními náboji, bude jeho měrný náboj 9 mC/kg, tedy stále v limitu možností pasti. Krátkodobá stabilita a šum měřeného specifického náboje je řádově 10<sup>-5</sup> nebo lepší, a díky tomu jsou jedoelektronové skoky dobře odlišitelné. Graf 2.3 ilustruje skutečný průběh měření hmotnosti tohoto zrna.



Obr. 2.3 – Měření hmotnosti uhlíkového zrna o průměru 3,7 μm. Jeden elementární náboj odpovídá skoku o 4,6 μC/kg.

Vzhledem k existenci spodního limitu měrného náboje zrna pro udržení v pasti, je uvedená metoda měření hmotnosti dobře použitelná pouze pro zrna do určité velikosti, řádově stovek pg. S klesající hmotností zrna se zvyšuje její spolehlivost i přesnost.

Dlouhodobá stabilita pasti a absolutní přesnost je výrazně horší, než výše uvedená krátkodobá stabilita, proto bude získaná hodnota hmotnosti zrna zatížena chybou typicky jednotek procent.



## Měrná kapacita zrna

Poměr mezi měrným nábojem zrna a jeho povrchovým potenciálem můžeme v experimentální aparatuře zjistit několika způsoby.

Přímočará a jednoduchá metoda je založená na limitním potenciálu, ke kterému se nabije záporné zrno bombardované elektrony nebo kladné zrno bombardované ionty. Pokud zvolíme energii svazku mírně nad skutečným potenciálem zrna, bude docházet prakticky jen k záchytu primárních částic bez sekundární emise a zrno se teoreticky nabije přesně k potenciálu odpovídajícímu energii svazku.

Uvedená jednoduchá metoda bude v praxi vykazovat systematickou chybu. Na zrno mimo primárního svazku dopadá také pozadový proud (ionty zbytkové atmosféry na záporné zrno, případně elektrony vyražené sekundární emisí z elektrod a vzniklé ionizací atmosféry pro kladné zrno). Jak se potenciál zrna přibližuje energii svazku, klesá primární proud až k nule a pozadový proud nabývá na významu.

Vyjdeme-li z opodstatněného předpokladu, že účinný průřez zrna pro záchyt elektronů nebo iontů z pozadí je úměrný jeho náboji, můžeme tento proud z měření odečíst a získat očištěný vliv primárního svazku. Účinný průřez zrna pro nabíjení primárním svazkem je opět úměrný jeho náboji.

Při praktickém provedení popsaného měření namíříme na zrno primární svazek s energií *nižší*, než je povrchový potenciál. Částice primárního svazku na zrno nedopadnou, ale vytvoří pozadový proud, který bude zrno pomalu vybíjet. Z této části vybíjení získáme odhad vlivu pozadí. Jakmile potenciál zrna klesne pod energii svazku, přidá se proud primárních částic, který po dalším poklesu náboje zcela vykompenzuje pozadový proud a náboj zrna se stabilizuje.

Jsou-li zkoumaná zrna kulová, můžeme ze změřené kapacity odhadnout průměr zrna a při použití známé hustoty také jeho hmotnost.



### 3. Cíle práce

Předkládaná práce má dva dílčí cíle. V první části jsme se zaměřili na výzkum elektron-elektronové sekundární emise z prachových zrn a autoemisní vybíjení, v druhé části pak na vývoj, konstrukci a ověření nového typu elektrodynamické pasti pro záchyt prachových zrn.

Podrobněji:

- (1) Výzkum nabíjení prachových zrn provedený na experimentální aparatuře s válcově symetrickou pastí:
  - a) Interakce elektronů s prachovými zrny a ovlivnění sekundární emise rozměry zrna nebo elektrickým polem na jeho povrchu.
  - b) Výzkum autoemisních procesů pro záporná (polní emise) i kladná (polní ionizace) zrna.

Modelovým materiálem použitým pro obě témata byla kulová zrna ze skelného uhlíku různých velikostí s průměrem v řádu mikrometrů, která jsou svým jednoduchým složením a kulovým tvarem vhodná zejména k získání základních dat. Některá měření pak byla provedena na dalších materiálech – simulantech měsíčního a marsovského prachu.

- (2) Realizace a testování aparatury s lineární kvadrupólovou pastí podle návrhu v diplomové práci Beránek [2007]. Cílem testů je praktické ověření funkčnosti nové elektrodynamické pasti a doplnění podrobnějšího popisu jejích vlastností.



## 4. Nabíjení a vybíjení prachových zrn

V části práce zaměřené na experimentální studium nabíjecích procesů se zabýváme měřeními rovnovážných charakteristik zrn bombardovaných elektronovým svazkem a dynamickými procesy při autoemisním vybíjení.

Rovnovážený potenciál kladně nabitého zrna, na které dopadá elektronový svazek s dostatečnou energií pro vybuzení sekundární emise, nastane v okamžiku, kdy se množství zachycených primárních elektronů vyrovná s množstvím sekundárních elektronů s dostatečnou rychlostí pro překonání přitažlivé síly nabitého zrna. Výtěžek sekundární emise z malých zrn je silně závislý na jejich velikosti a tvaru. Měření zahrnuje rovnovážné charakteristiky nepravidelných zrn měsíčního a marsovského simulantu a ověření modelových předpovědí prudkého nárůstu rovnovážného potenciálu při hloubce průniku primárních elektronů srovnatelných s velikostí zrna.

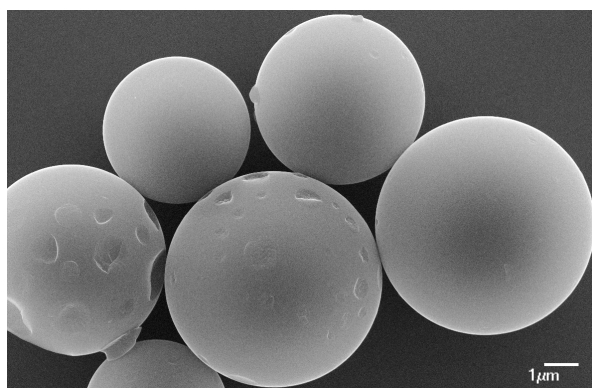
Dalším zkoumaným jevem je vliv silného elektrického pole na povrchu záporného zrna na výtěžek sekundární elektronové emise.

Polní emise nebo polní ionizace může být v některých případech klíčovým jevem, který brání roztržení zrna (viz např. Mendis [2001]), případně procesem určujícím výsledný potenciál zrna. Prahová intenzita elektrického pole uváděná v pracích týkajících se prachových zrn [Axford & Mendis, 1974, Mendis, 2001, Mann a kol., 2014 a další] jsou znatelně vyšší než hodnoty získané v laboratorních experimentech jak pro polní emisi [Pavlů a kol., 2007], tak pro polní ionizaci [Pavlů a kol., 2008a]. Vybíjení kladně nabitých zrn ovlivňuje nejen velikost elektrického pole, ale i další okolnosti. Např. Jeřáb a kol. [2007] uvádějí experimentálně zjištěnou závislost na historii předchozích nabíjení příslušného zrna. Většina aplikací a jiných experimentů se zaměřuje na polní emisi a ionizaci v oblasti proudů a proudových hustot, které jsou o mnoho řádů větší, než odpovídá typickým situacím u prachových zrn.

### 4.1. Použité materiály

#### Skelný uhlík

Většina dat pro předkládanou práci byla naměřena na kulových zrnech ze skelného uhlíku (*glassy carbon*). Mezi jejich výhody patří mimo pravidelného kulového tvaru s hladkým povrchem a dobře definovaného složení také chování při bombardování vysokoenergetickými elektrony. Volná dráha vysokoenergetických primárních elektronů je ve skelném uhlíku dostatečně velká, aby i při omezení měřicí aparatury (minimální průměr zrna  $\sim 1\ \mu\text{m}$  a energie elektronového svazku  $< 12,5\ \text{keV}$ ) bylo možno nabít kladná zrna až k autoemisnímu potenciálu pouze pomocí elektronového svazku metodou popsanou



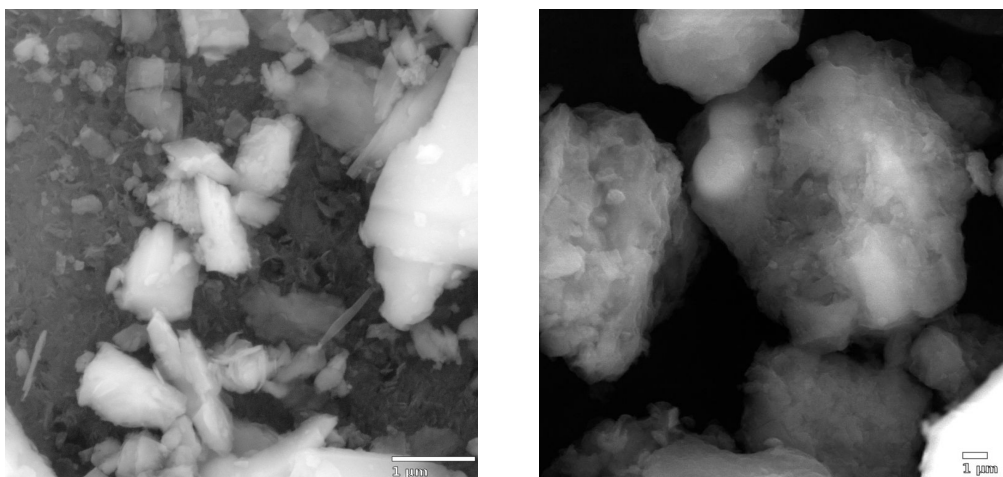
Obr. 4.1 – Ukázka použitých zrn ze skelného uhlíku.

v kapitole 2.3, části *Elektronový svazek*. Díky tomu je možné řídit náboj zrna bez implantování dalších iontů.

Zrna byla dodána firmou HTW Hochtemperatur-Werkstoffe GmbH. Hustota materiálu je  $1540 \text{ kg/m}^3$ , zrna jsou vodivá (měrný odpor  $50 \Omega \cdot \mu\text{m}$ ). Rozměry jsou v širokém rozmezí od průměru  $0,4 \mu\text{m}$  výše.<sup>1</sup> Fotografie použitých zrn pořízená elektronovým mikroskopem na obrázku 4.1 dokumentuje kulový tvar zrn.

### Simulanty měsíčního a marsovského prachu

Některá měření interakce elektronů s prachovými zrny byla provedena na simulantech měsíčního a marsovského prachu. Konkrétně se jednalo o malá zrna mikronových rozměrů z *LHT analog* a *JSC Mars-1*. Typický tvar zrn je vidět na fotografiích z elektronového mikroskopu 4.2.



Obr. 4.2 – Fotografie zrn měsíčního simulantu LHT (vlevo) a marsovského simulantu JSC-1 (vpravo) použitých v experimentu.

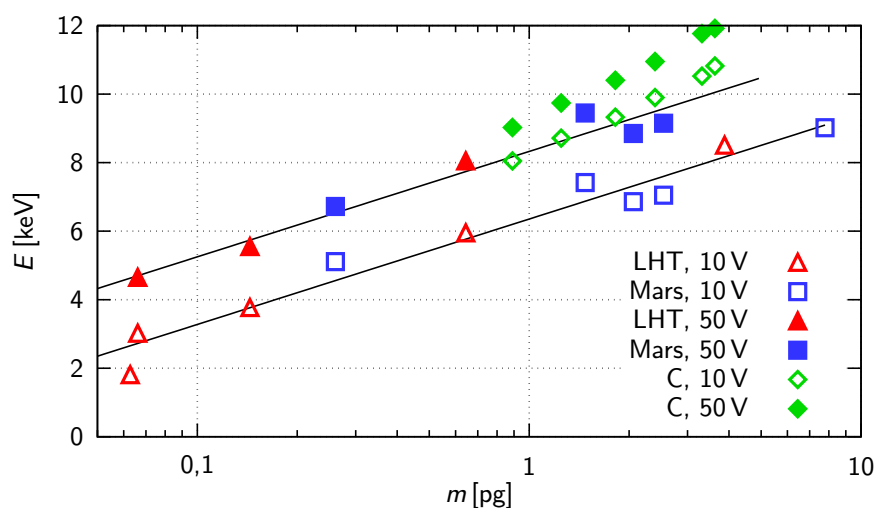
<sup>1</sup> Specifikace výrobce, viz <http://www.htw-germany.com>.

## 4.2. Sekundární elektron-elektronová emise

### Rovnovážný potenciál zrn ustanovený dopadem vysokoenergetických elektronů

Při studiu SEEE jsme se změřili rovnovážný potenciál malých zrn ze skelného uhlíku a simulantů měsíčního a marsovského prachu, který se ustanoví při ozáření vysokoenergetickým elektronovým svazkem. Dle předpokladů rozebraných v sekci 2.3 v části týkající se elektronového svazku by měl být tento potenciál kladný a závislý na rozměrech zrna.

Obrázek 4.3 dokumentuje změřený nárůst kladného rovnovážného potenciálu s klesající velikostí zrn. Energie monoenergetických elektronů dopadajících na povrch zrna, která je potřebná k ustanovení daného rovnovážného potenciálu, roste pro změřená zrna přibližně logaritmicky s hmotností.

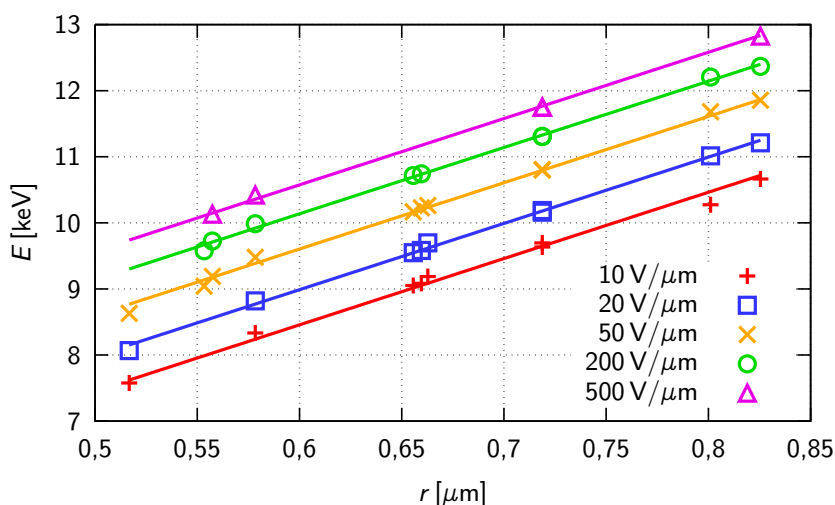


Obr. 4.3 – Závislost energie monoenergetických primárních elektronů potřebné pro ustavení určitého rovnovážného potenciálu na velikosti zrna měsíčního nebo marsovského simulantu; pro srovnání hodnoty naměřené pro kulová zrna ze skelného uhlíku.

Rozptyl hodnot je způsoben pravděpodobně různorodým nepravidelným tvarem zrn. Oba simulanty se v rámci rozptylu vzájemně nelišily. Hladký kulový skelný uhlík potřebuje pro dosažení stejného potenciálu dle očekávání vyšší energie.

Výsledky měření zvýšeného výtěžku sekundární elektronové emise z malých nepravidelných zrn jsou součástí článku Pavlů a kol. [2014], kde diskutujeme možný vliv na stále nedořešenou otázku elektrických vlastností prachových bouří na Marsu [Yair, 2012]. Na základě toho, že Gurnett a kol. [2010] nenalezli v datech ze sondy Mars Express teoreticky očekávané rádiové projevy blesků, lze očekávat mimo triboelektrického nabíjení i existenci dalších jevů, které snižují intenzitu elektrických polí v atmosféře. Pavlů a kol. [2014] navrhuje sekundární elektronovou emisi jako jeden z vlivů, který může působit proti triboelektrickému nabíjení rozdělujícím náboje zrn podle jejich velikosti [Forward a kol., 2009], a snižovat tak intenzitu elektrického pole ve vyšších vrstvách marsovské atmosféry při prachových bouřích.

Pro zrna ze skelného uhlíku a pro danou intenzitu elektrického pole na povrchu je potřebná energie dopadajících elektronů v rozsahu změřených dat úměrná poloměru



Obr. 4.4 – Potřebná energie dopadajících primárních elektronů pro dosažení konkrétní intenzity elektrického pole u povrchu kulového zrna ze skelného uhlíku v závislosti na jeho poloměru. Převzato z Beránek a kol. [2011] (příloha A3).

zrna, jak je patrné z grafu 4.4. Tento graf také ukazuje, že v použité experimentální aparatuře s dostupnou energií elektronového svazku 12,5 keV je možné takto až k autoemisi nabíjet zrna s poloměrem přibližně 0,8  $\mu\text{m}$  a menší.

### Vliv nízkoenergetických elektronů

Změřený rovnovážný potenciál zrn bombardovaných nízkoenergetickými elektrony (řádově 100 eV) nezávisí na velikosti zrna, ale pouze na materiálu. To nicméně odporuje závěrům, které publikoval Abbas a kol. [2007] pro měsíční prach. Na základě popisu měřicí aparatury, kterou Abbas a kol. [2007] použil jsme analyzovali pohyb elektronového svazku v této aparatuře kvadrupólovým polem k zrnům. Z analýzy vyplývá, že energie dopadajících primárních elektronů byla podstatně změněna polem pasti a výsledky jsou proto zatíženy systematickou chybou. Závěrem je, že pro primární elektrony s energií  $\sim 100 \text{ eV}$  a pro zrna o rozměrech desetin  $\mu\text{m}$  a větší není rovnovážný potenciál závislý na velikosti, jak je podrobněji rozebráno v článku Němeček a kol. [2011] (příloha A4).

### Vliv elektrického pole na výtěžek SEEE

Protože výtěžek SEEE zrn ze skelného uhlíku klesá ve středních energiích pod jednotku, je možné využít průsečíku jednotkového výtěžku (bod odpovídající energii  $E_2$  v grafu 2.1) ke sledování změny výtěžku nabitého záporného zrna. Zrno bude při bombardování monoenergetickým elektronovým svazkem udržovat stabilně rovnovážný potenciál právě o  $E_2$  nižší, než je energie děla. Zároveň je možné změnou energie svazku měnit absolutní potenciál zrna, a tedy i intenzitu elektrického pole na jeho povrchu.

Při intenzitách elektrického pole na povrchu mezi 100 a 600  $\text{V}/\mu\text{m}$  byl vlivem nárůstu výtěžku sekundární emise pozorován posun rovnovážného bodu v rozmezí 1,6–2,2 keV úměrně intenzitě pole. Více podrobností je uvedeno v článku Beránek a kol. [2009a] (příloha A1).

Následující měření vedla k zjištění empirického vztahu pro zvýšený výtěžek sekundární emise ze skelného uhlíku v důsledku přítomnosti elektrického pole [Beránek a kol.,



2009b]:

$$\delta(F, E) = \delta_{F=0}(E) \cdot \left( 1 + \sqrt{\frac{F}{F_0}} \right), \quad (4.1)$$

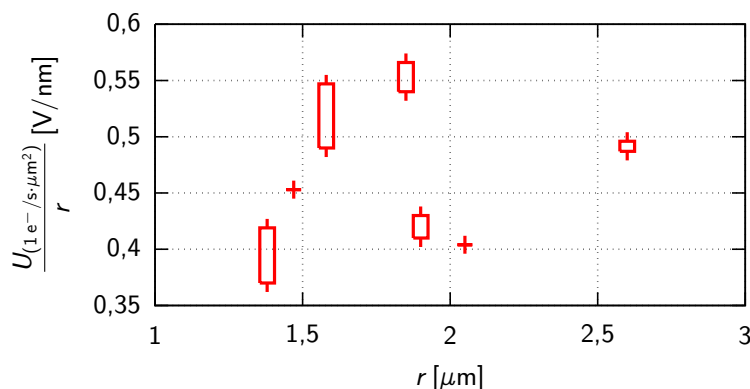
kde  $F_0$  je experimentálně určená konstanta v řádu jednotek kV/ $\mu\text{m}$ . Na několika různých zrnech byly změřeny hodnoty od 2,5 do 13 kV/ $\mu\text{m}$ , pravděpodobným důvodem je rozdíl mezi uvažovanou intenzitou pole počítanou z předpokladu dokonale kulového zrna a reálnou situací, kdy je pole zesíleno geometrickým faktorem povrchových nerovností zrna.

### 4.3. Polní emise

#### Potřebná intenzita elektrického pole na povrchu

Při zkoumání polní emise bylo zachycené uhlíkové zrno s poloměrem v řádu mikrometrů v pasti nabito na záporný potenciál o velikosti stovek volt až jednotek kilovolt a následně ponecháno vybíjet autoemisí. V grafu 4.5 je vynesena velikost prahového potenciálu ku poloměru zrna pro několik různých zrn.

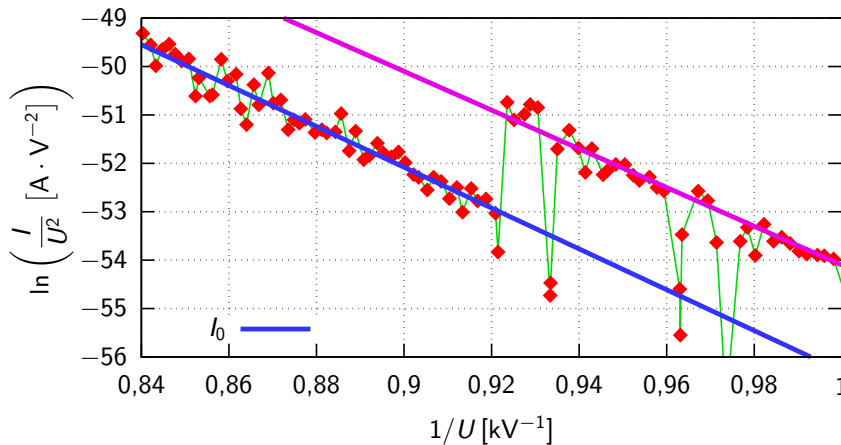
Referenční emisní proud byl zvolen  $1 \text{ e}^-/\text{s} \cdot \mu\text{m}^2 \simeq 0,2 \mu\text{A}/\text{m}^2$ . Díky exponenciálnímu nárůstu proudu v závislosti na intenzitě pole je konkrétní volbou referenčního proudu změřená hodnota intenzity pole ovlivněna jen slabě. (Pro desetinásobný proud stačí zvýšit pole přibližně o 5 %.) Zvolený proud leží v oblasti dobře měřitelné v aparatuře a také řádově odpovídá očekávatelným nabíjecím proudům v kosmickém prostředí (například Draine & Salpeter [1979] uvažují pro zrno v mezihvězdném prostředí pole, při kterém je hustota autoemisního proudu  $10 \text{ e}^-/\text{s} \cdot \mu\text{m}^2$ ).



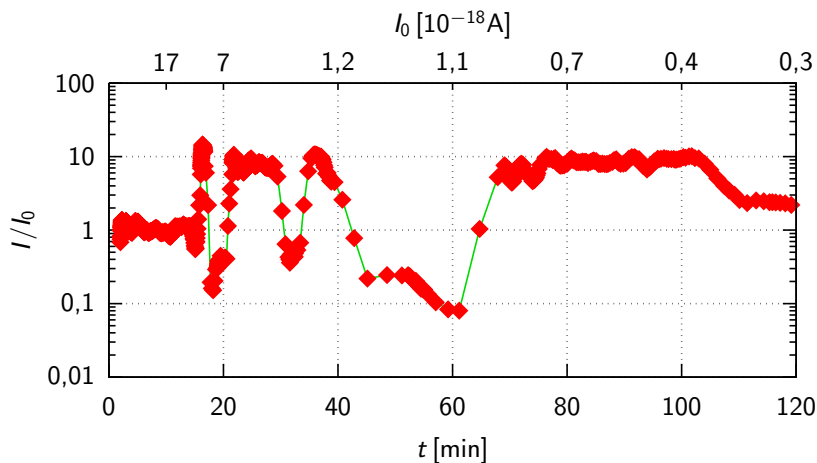
Obr. 4.5 – Změřená velikost napětí potřebné pro vyvolání emisního proudu o velikosti  $1 \text{ e}^-/\text{s} \cdot \mu\text{m}^2$  k poloměru zrna pro několik různých zrn. Na horizontální ose je vynesena poloměr zrna. Vertikální rozsah hodnot pro každé zrno odpovídá hodnotám získaným opakovanými měřeními na příslušném zrne.

Na svislé ose je vynesena podíl potenciálu zrna k jeho poloměru. To v případě dokonale kulového zrna odpovídá intenzitě elektrického pole, nicméně reálné nepravidlosti povrchu budou intenzitu nad emisním místem navyšovat. Naměřená data nevykazují žádnou systematickou závislost na poloměru zrna a rozdílné hodnoty prahové intenzity jsou pravděpodobně způsobeny právě rozdílnou kvalitou povrchu zrn, tedy lišícím se geometrickým zesílením elektrického pole.

Zobrazený rozptyl intenzit pro daný poloměr byl pozorován při zvoleném proudu během opakovaných měření na stejném zrnu. Důvodem jsou výrazné fluktuace emisního proudu. I bez vnějšího působení na zrno se emisní proud často skokově mění přibližně o řád při nezměněném potenciálu. Typická situace je ve Fowler-Nordheimově grafu 4.6 a časový průběh v grafu 4.7. Vzhledem k tomu, že šlo o trvalé vybíjení, proud stále klesal a zobrazený časový průběh ukazuje relativní změny vůči extrapolovanému exponenciálnímu průběhu bez skoků. Velmi malá nebo žádná změna směrnice ukazuje na změnu výstupní práce nebo geometrického zesílení pole během skoku menší než 5 %.



Obr. 4.6 – Závislost proudu na potenciálu u uhlíkové částice o poloměru  $1,8\mu\text{m}$  se skokovými změnami emisního proudu. Směrnice zůstává nezměněna.



Obr. 4.7 – Časový průběh emisního proudu normovaný k přímce  $I_0$  z grafu 4.6. Na horní ose je pro orientaci uvedena okamžitá hodnota  $I_0$ .

Obdobné pozorování skokových změn proudu popsal Yamamoto a kol. [1979], nicméně námi pozorované skoky nastávají při proudových hustotách o mnoho řádu nižších, což je v rozporu s empirickou proudovou závislostí, kterou autor předkládá. Yamamoto [2006] uvádí, že fluktuace mohou být způsobeny lehce migrujícími adsorbovanými molekulami  $\text{H}_2$ , které zvyšují výstupní práci uhlíku. V případě prachového zrna znamená toto zvýšení výstupní práce pravděpodobně efektivní zastavení emise z příslušného bodu a nadále proud teče jen přes ostatní místa (s nižším geometrickým zesílením pole), tudíž pozorujeme menší proud při stejném potenciálu zrna.

## Výstupní práce

Kromě určení samotné prahové hodnoty povrchového potenciálu zrna jsme data získaná během vybíjení zpracovali podle standardní Fowler-Nordheimovy teorie [Murphy & Good Jr, 1956]. Po vynesením hodnot  $\ln(I/U^2)$  a  $1/U$  do grafu je možné usuzovat na skutečnou („mikroskopickou“) intenzitu elektrického pole v emisních místech a srovnat změřenou proudovou hustotu s předpověďmi FN teorie.

Vzhledem k tomu, že měrnou kapacitu zrna je možné v experimentu přímo změřit, kdežto intenzitu elektrického pole je potřeba počítat za určitých předpokladů (typicky předpoklad kulového tvaru zrna), použili jsme pro zpracování autoemisních charakteristik povrchový potenciál a nikoliv intenzitu. Vztah mezi potenciálem ( $U$ ) a intenzitou pole ( $F$ ) bude vyjadřovat koeficient  $\beta$  ( $\beta = F/U$ ). Vztah pro emisní proud je možné podle Forbes [2006] psát:

$$I = \frac{t_F^{-2} a S \beta^2 U^2}{\varphi} \cdot \exp\left(\frac{-v_F b \varphi^{3/2}}{\beta U}\right), \quad (4.2)$$

kde  $a = 1,54 \cdot 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{eV} \cdot \text{V}^{-2}$ ,  $b = 6,83 \text{ eV}^{-3/2} \cdot \text{V} \cdot \text{nm}^{-1}$ ,  $S$  je emisní plocha,  $\varphi$  výstupní práce, koeficient  $t_F$  je možné s ohledem na přesnost měření považovat za rovný jedné a přibližný vztah pro  $v_F$  je [Forbes, 2006]

$$v_F \simeq 1 - \frac{\beta U}{F_B} + \frac{\beta U \ln \beta U / F_B}{6 F_B}. \quad (4.3)$$

$F_B$  je pole potřebné pro snížení povrchové bariéry,  $F_B = 0,6945 \text{ eV}^{-2} \cdot \text{V} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \varphi^2$ . [Forbes & Deane, 2007]

Za těchto předpokladů a známé hodnoty  $\varphi$ , je vhodné rovnici (4.2) přepsat pro zpracování měřených dat do tvaru

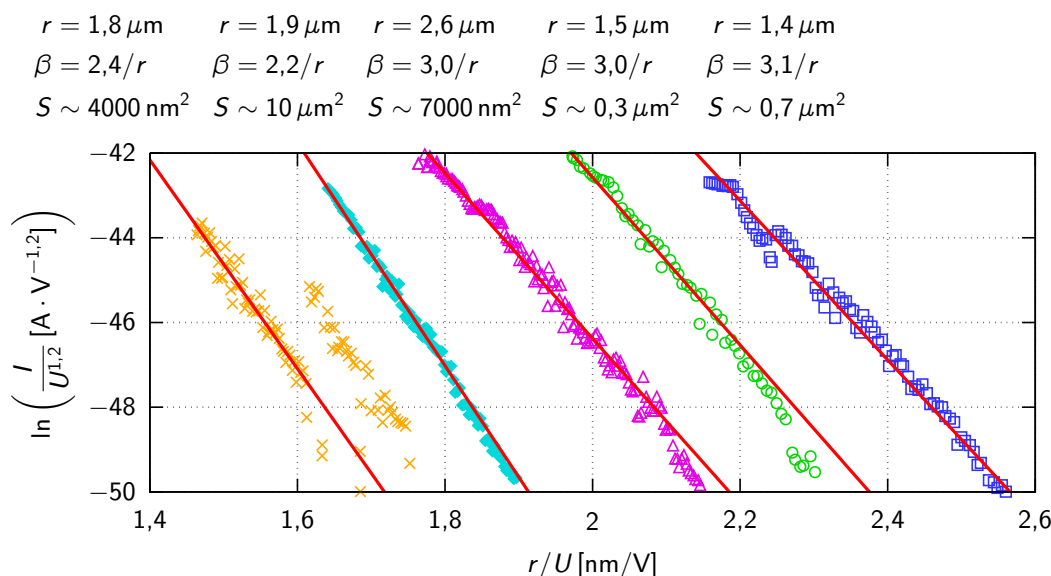
$$\ln\left(\frac{I}{U^{2-x}}\right) = \ln r - \frac{s}{U}, \quad (4.4)$$

kde

$$\begin{aligned} x &= \frac{b\varphi^{3/2}}{6F_B} = \frac{1,64 \text{ eV}^{1/2}}{\sqrt{\varphi}}, \\ r &= \frac{aS\beta^2}{\varphi} \cdot \exp\left[\frac{b\varphi^{3/2}(6 - \ln \beta / F_B)}{6F_B}\right] = \frac{aS\beta^2}{\varphi} \cdot \left(\frac{F_B}{\beta}\right)^x \cdot \exp 6x = \\ &= a \cdot (280,2 \text{ eV}^{-2} \cdot \text{V} \cdot \text{nm}^{-1})^x \cdot S \cdot \varphi^{2x-1} \beta^{2-x}, \\ s &= b\varphi^{3/2} / \beta. \end{aligned}$$

Pro skelný uhlík je možné najít změřenou výstupní práci  $\varphi = 4,2 \text{ eV}$  [Kelemen & Freund, 1987], takže konkrétně

$$\begin{aligned} x &= 0,8, \\ r &= 3,30 \cdot 10^{-4} \frac{\text{A}}{\text{V}^{1,2} \cdot \text{nm}^2} \cdot S \cdot (\beta [\text{nm}^{-1}])^{1,2}, \\ s &= 58,8 \text{ V} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \beta^{-1}. \end{aligned}$$



Obr. 4.8 – Fowler-Nordheim diagram vybíjení několika různých uhlíkových zrn. Nad grafem je uveden průměr příslušného zrna (odhad pro ideálně kulové zrna), koeficient  $\beta$  udávající vztah mezi potenciálem a intenzitou pole na základě směrnice proložené přímkou a nakonec emisní plocha  $S$  extrapolovaná z naměřených dat. Horizontální osa je škálována podle skutečného poloměru každého zrna.

Naměřené průběhy pro několik různých zrn jsou vyneseny v grafu 4.8. Směrnice vybíjení ukazuje, za předpokladu výstupní práce 4,2 eV, na intenzitu elektrického pole nad emisními místy  $2\times$  až  $3\times$  vyšší, než by vycházelo pro přesnou kouli. To není v rozporu s očekávanými hodnotami pro drobné poruchy povrchu [Forbes a kol., 2003].

Odhad emisní plochy je silně závislý na konkrétním proložení přímkou a spočtený výsledek může být zatížen podstatnou řádovou chybou. Tomu nasvědčuje značný rozptyl hodnot mezi zrny a také pozorované skokové změny proudu poukazují na emisní místa spíše atomární velikosti.

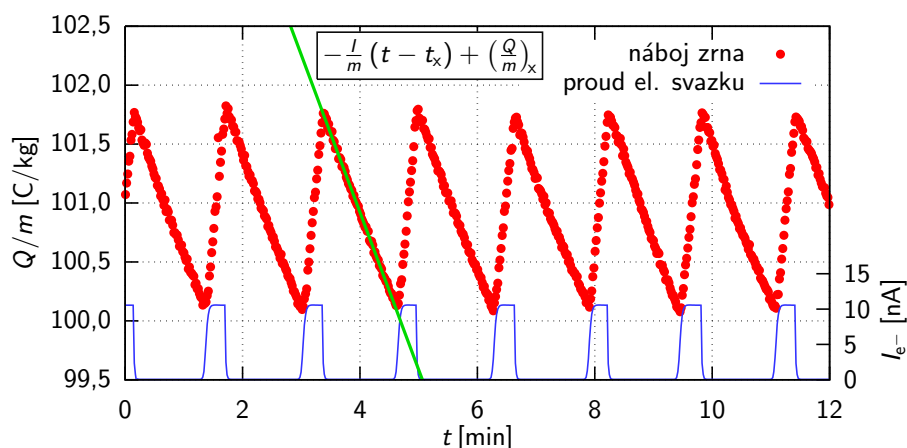
## 4.4. Polní ionizace

Vybíjení kladných zrn potřebuje mimo dostatečné intenzity pole také zdroj neutrálních částic, které mohou být v poli ionizovány. V úvahu připadají dva principiálně odlišné jevy – částice dopadající na zrna z okolního prostředí a částice opouštějící zrna.

Jak už bylo zmíněno v úvodním přehledu, samovolné vybíjení kladných zrn je v experimentální aparatuře pozorováno už při intenzitách elektrického pole řádově nižších, než kolik předpovídají teorie polní ionizace. Dále byl pozorován vliv konkrétního průběhu předchozích nabíjení a bombardování zrna ionty na vybíjecí proud. Tyto experimenty shrnují v úvodu článku Pavlů a kol. [2008a].

Nabíjení a udržování náboje kladného zrna pomocí iontového svazku je prováděno podstatným ovlivněním materiálu samotného zrna (implantace iontů svazku a významné odprašování), naopak samovolné vybíjení zrna bez přítomnosti svazků nemožňuje sledovat časový vývoj proudu při konstantní intenzitě pole. Proto jsme pro další experimenty zvolili jinou metodiku umožňující oddělit řízení náboje a bombardování zrna ionty.

Využili jsme toho, že některá kladná zrna je možné v aparatuře nabíjet až k autemisi i samotným elektronovým svazkem, jak bylo zmíněno v části 4.2. Řízení elek-



Obr. 4.9 – Měření časového průběhu autoemisního proudu za konstantního pole.

tronového děla jsme doplnili automatickou regulační smyčkou nastavující proud svazku podle okamžitého měrného náboje zrna. Tu je možné použít dvěma způsoby. V prvním případě zpětná vazba reguluje kontinuálně proud svazku tak, aby náboj zrna zůstal konstantní. Proud děla je pak úměrný autoemisnímu proudu ze zrna. Metoda je vhodná pro situace, kdy potřebujeme velké proudy, ale nemožnost přesné absolutní kalibrace a dlouhodobá nestabilita vztahu mezi řídicím signálem a skutečnou proudovou hustotou svazku elektronového děla limitují její přesnost. Druhou, přesnější možností je nabíjet zrno pouze krátkými pulsy a v době mezi nimi určovat emisní proud podle rychlosti poklesu měrného náboje. Typický průběh takového měření ilustruje graf 4.9.

## Zdroje částic pro polní ionizaci

Atomy, které se v elektrickém poli zrna ionizují a tím umožňují vybíjení, rozdělíme podle původu na:

- Dopadající částice zbytkové atmosféry (tlak řádově  $10^{-7}$  Pa) ve vakuové komoře.
- Další plyn vpouštěný do aparatury, změnou jeho tlaku můžeme měnit dopadovou frekvenci na povrch.
- Adsorbát a další slaběji vázané složky opouštějící zrno po jeho zahřátí laserovým paprskem (jak bylo například u zrn marsovského simulantu pozorováno na základě poklesu hmotnosti, viz Pavlů a kol. [2014]) nebo desorbující při bombardování elektronovým svazkem [Drinkwine & Lichtman, 1977].

Tato složka proudu by měla vykazovat pokles v čase s tím, jak se zrno čistí od slabě vázaných složek a měli bychom pozorovat například i závislost na teplotě zrna.

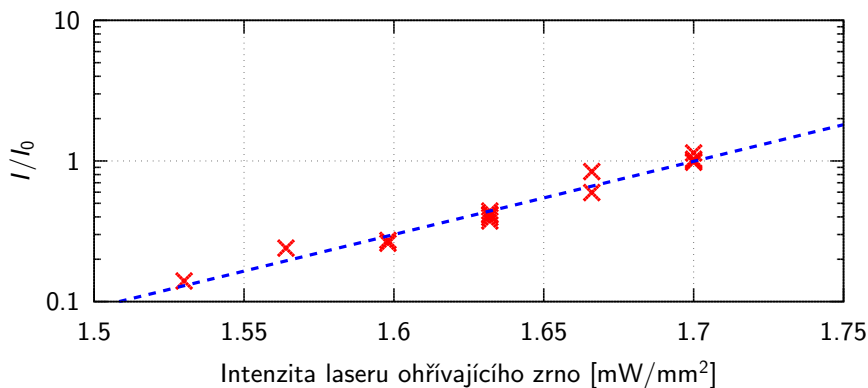
- Atomy iontového svazku implantované do zrna a následně difundující ven. Pro odhad velikosti proudu těchto částic jsme využili pozorování difuze implantovaného argonu na základě změny hmotnosti zrna [Beránek a kol., 2010 (příloha A2)].

## Slabě vázané složky zrna

U zrna marsovského simulantu jsme po zachycení do pasti a nabití vysokoenergetickým elektronovým svazkem pozorovali závislost samovybíjecího proudu na intenzitě

laserového svazku osvětlujícího zrno. Mimo tohoto červeného světla na zrno v daném okamžiku nedopadaly žádné jiné svazky.

Vzhledem k tomu, že tepelná bilance zrna ve vakuové komoře je určena prakticky pouze zářením, má změna intenzity laseru za následek změnu teploty zrna, a tím i desorbčního proudu. Skutečnou teplotu zrna nemůžeme z intenzity spočítat kvůli neznámému přesnému tvaru a neznámému indexu lomu v dostatečně širokém intervalu vlnových délek, nicméně výsledky v grafu 4.10 ukazují, že teplotně závislá složka tvoří majoritní část vybíjecího proudu.



Obr. 4.10 – Teplotní závislost autoemisního proudu ze zrna marsovského simulantu o průměru přibližně 0,7 μm. Povrchový elektrický potenciál zrna byl během měření 280 V.

Obdobné měření jsme provedli na zrnech ze skelného uhlíku. Vzhledem k tomu, že tato zrna při zvýšení teploty neuvolňují žádné pozorovatelné množství těkavých složek, zvolili jsme pro iniciaci desorpce elektronový svazek. To nám umožňuje provést celé měření s konstantní intenzitou elektrického pole na povrchu. Na druhou stranu budeme pozorovat kombinaci efektů iontového výtěžku elektrony stimulované desorpce a polní ionizace.

Protože náboj zrna je konstantní, musí se navzájem vyrovnat nabíjecí proud díky sekundární elektron–elektronové emisi, vybíjení zrna odcházejícími desorbovanými ionty a vybíjení polní ionizací nezávislou na desorpci. Poslední složku, označíme ji  $I_{FI}$ , můžeme odečíst ze směrnice změny náboje zrna během vybíjení po vypnutí elektronového svazku.

Koeficient úměrnosti mezi primárním elektronovým proudem dopadajícím na zrno  $I_{el}$  a nabíjecím proudem sekundární emise  $I_{SE}$  označíme  $\alpha$  (je to součet výtěžku rozptýlených elektronů a efektivního výtěžku sekundárních zmenšený o jedničku). Během celého měření je konstantní, protože se nemění ani energie svazku, ani potenciál zrna. Potřebný proud primárních elektronů pro udržení konstantního náboje bude nejnižší ve chvíli, kdy už nedochází k desorpci. Tuto hodnotu,  $I_{el0} = I_{FI}/\alpha$ , použijeme jako základ a primární elektronový proud budeme vyjadřovat jako  $I_{el} = kI_{el0}$ . Tím se vyhneme potřebě znát přesně poměr mezi měřeným celkovým proudem svazku a jeho částí dopadající na zrno.

Platí tedy

$$I_{SE} = n\beta\sigma_{des}I_{el} + I_{FI}, \quad kI_{FI} = n\beta\sigma_{des} \frac{kI_{FI}}{\alpha} + I_{FI}, \quad 1 = \frac{n\beta\sigma_{des}}{\alpha} + \frac{1}{k},$$

kde  $\sigma_{\text{des}}$  je účinný průřez desorpce,  $\beta$  je pravděpodobnost ionizace desorbované částice a  $n$  je povrchová hustota částic, které mohou desorbovat. Po úpravě:

$$\sigma_{\text{des}} = \frac{\alpha}{n\beta} \left(1 - \frac{1}{k}\right). \quad (4.5)$$

Pro obsazení povrchu zjevně platí

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma_{\text{des}} \frac{I_{\text{el}}(t)}{Se} n(t) \quad (4.6)$$

kde  $S$  je plocha povrchu zrna. Dosazením za  $\sigma_{\text{des}}$  a  $I_{\text{el}}$  získáme

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{I_{\text{FI}}}{\beta Se} [k(t) - 1]. \quad (4.7)$$

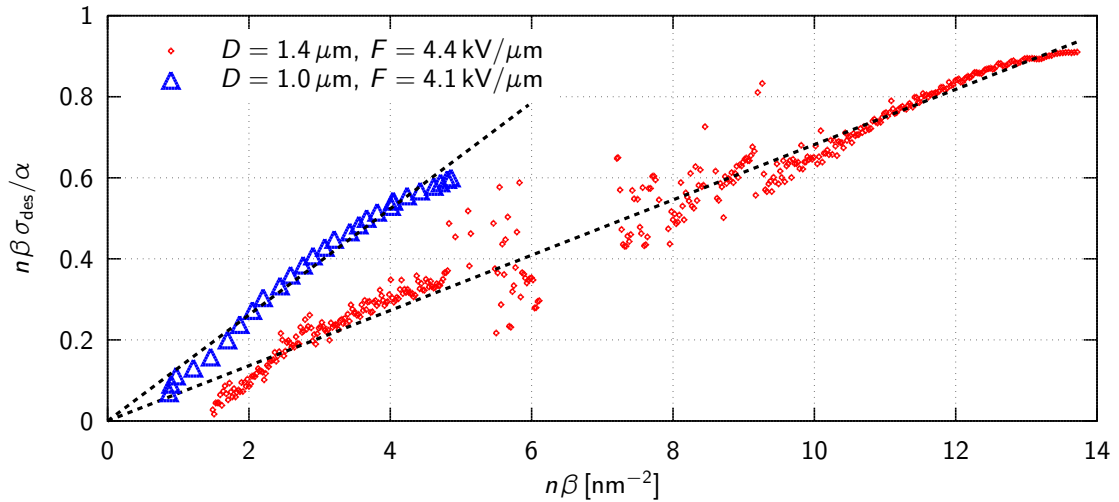
Integrál známé hodnoty  $[k(t) - 1]$  podle času je přímo úměrný časovému průběhu obsazení povrchu:

$$\frac{I_{\text{FI}}}{Se} \int_t^\infty k(\tau) - 1 d\tau = \beta n(t). \quad (4.8)$$

Spojením rovnic (4.8) a (4.5) můžeme napsat přímou úměrnost

$$\frac{\sigma_{\text{des}}}{\alpha} \cdot \frac{I_{\text{FI}}}{Se} \int_t^\infty k(\tau) - 1 d\tau = \left(1 - \frac{1}{k}\right). \quad (4.9)$$

Pokud do grafu vyneseme naměřené hodnoty  $k$  ve tvaru  $(1 - 1/k)$  vůči levé straně rovnice (4.8), která obsahuje také pouze změřená data, dostaneme ve shodě s rovnicí (4.9) přímku (viz graf 4.11). Účinný průřez desorpce je její směrnice vynásobená  $\alpha$ . Hodnoty na horizontální ose odpovídají pokrytí povrchu vynásobenému účinností ionizace  $\beta$ .



Obr. 4.11 – Čištění povrchu zrna elektrony stimulovanou desorpcí pro dvě různá zrna. Na horizontální ose je hodnota odpovídající pokrytí povrchu vynásobeného účinností ionizace desorbovaných částic. Směrnice přímky je účinný průřez desorpce vydělený nabíjecí účinností SEEE.

Směrnice v grafu pro dvě změřená zrna jsou postupně  $0,07 \text{ nm}^2$  a  $0,13 \text{ nm}^2$ . Hodnotu  $\alpha$  můžeme odhadnout z celkového proudu elektronového svazu a velikosti jeho průřezu. Spolu s efektivním průřezem zrna pro záchyt elektronů svazku tím určíme  $I_{\text{el}0}$  a proud

$I_{FI}$  známe. Kvůli nedostatku informací o přesném tvaru svazku je takto možné dojít jen k řádovému odhadu  $\alpha \sim 0,01$ . To vede na účinný průřez elektrony stimulované desorpce  $10^{-17} \text{ cm}^2$ , což odpovídá typickým publikovaným hodnotám [Drinkwine & Lichtman, 1977].

Naopak podíl ionizovaných částic ( $\beta$ ) je tomto případě výrazně vyšší než hodnoty publikované pro situaci bez elektrického pole (typicky 1 : 100, viz např. opět Drinkwine & Lichtman [1977]). Pokud zvolíme za horní odhad obsazení povrchu 18 částic na  $\text{nm}^2$  (hustota uhlíkových atomů na základě meziatomové vzdálenosti), musí být  $\beta$  pro první zrna alespoň 3/4 a pro druhé vyšší než 1/4.

### Ionizace atomů plynu v okolní zrna

Sledováním změny rychlosti vybíjení polní ionizací při připouštění argonu do vakuové aparatury jsme se pokusili kvantifikovat účinnost ionizace atomů dopadajících na nabité zrno z okolní atmosféry. Měřitelná změna proudu byla zaznamenána teprve při zvýšení tlaku na hodnotu řádově  $10^{-3} \text{ Pa}$ . Porovnáním vybíjecího proudu s dopadovou frekvencí částic při různých tlacích jsme získali odhad efektivity ionizace argonu  $10^{-7}$  pro elektrické pole  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$ , jak je podrobněji popsáno v Beránek a kol. [2011] (příloha A3).

### Ionizace částic difundujících ven ze zrna

Po několika hodinách bombardování zrna argonovým svazkem jsme, už bez použití iontů, průběžně sledovali vybíjecí proudu polní ionizace při konstantní intenzitě elektrického pole. Zaznamenali jsme postupný pokles proudu s časovou konstantou v řádu hodin, který dobře souhlasil s dříve pozorovaným průběhem difuze argonu ze zrna [Beránek a kol., 2010 (příloha A2)]. Srovnání polní ionizace a difuze je publikováno v článku Beránek a kol. [2011] (příloha A3) a na jeho základě vyvozujeme účinnost ionizace odcházejících atomů na 0,1 při poli  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$ .

### Účinnost polní ionizace pro různé zdroje částic

Měření polní ionizace probíhalo při intenzitě elektrického pole v jednotkách  $\text{kV}/\mu\text{m}$ , tedy s hodnotami intenzity zhruba o řád nižšími než jsou typicky spojovány s polní ionizací [Müller & Bahadur, 1956, Draine & Salpeter, 1979]. Emisní proud  $1 \text{ e}^-/\text{s} \cdot \mu\text{m}^2$  vytvořený zbytkovou atmosférou v experimentální komoře byl pozorován při elektrickém poli o intenzitě přibližně  $2 \text{ kV}/\mu\text{m}$ .

Zdroj částic	Intenzita pole [ $\text{kV}/\mu\text{m}$ ]	Účinnost ionizace
Ar, plyn v okolí zrna	3	$\sim 10^{-7}$
Ar, difundující ven ze zrna	3	$\sim 0,1$
Adsorbát uvolněný z povrchu zrna elektrony stimulovanou desorpcí	4,1–4,4	$> 1/4$

Tabulka 4.1 – Účinnosti polní ionizace pro různé zdroje neutrálních částic podle výsledků v této kapitole a v Beránek a kol. [2011] (příloha A3).



Pomocí měřicí techniky využívající nabíjení zrna na vysoké kladné potenciály pouze elektronovým svazkem jsme získali oddělené účinnosti ionizace částic různého původu. Pravděpodobnost ionizace atomů argonu z okolní atmosféry je dle očekávání nízká. Oproti tomu dosahuje účinnost ionizace částic odcházejících přímo z povrchu zrna hodnot o mnoho řádů vyšších. Získané výsledky jsou shrnuty v tabulce 4.1. Účinnost ionizace těkavých složek opouštějící zrna po zvýšení teploty se nám nepodařilo kvantifikovat, nicméně na základě velikosti vlivu změny teploty můžeme odhadnout, že bude opět řádově vyšší, než účinnost ionizace okolní atmosféry.

Polní ionizace tedy může ovlivňovat náboj zrn už při poměrně nízkých intenzitách elektrického pole. Vybíjecí proud bude silně záviset na proudu částic opouštějících zrna. Kromě difuze sledované přednostně v tomto experimentu se dá očekávat podobné chování například pro částice vypařujících se z povrchu. Ve všech případech bude vybíjení a náboj zrna záviset i na dalších vlivech mimo intenzity elektrického pole, například na jeho teplotě, složení nebo obsahu slabě vázaných složek.



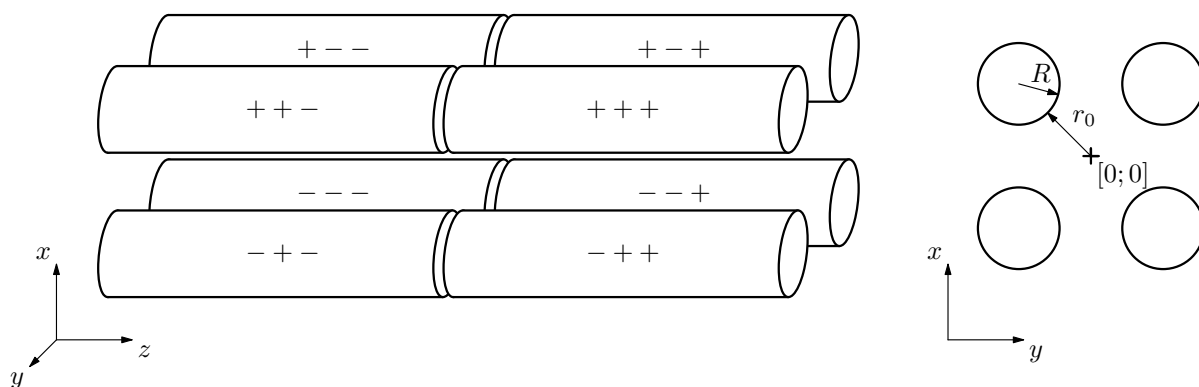
## 5. Lineární kvadrupólová past

Jak bylo zmíněno v úvodu, podstatnou překážkou pro některé laboratorní experimenty zkoumající nabíjení prachových zrn je nekontrolovatelný a neznámý proud pozadových elektronů z elektrod pasti. Jednou z cest ke snížení tohoto pozadí je konfigurace pasti, ve které bude zrno obklopeno menší plochou elektrod.

Návrh takové pasti byl obsahem diplomové práce Beránek [2007]. Testovací měření sestavené pasti s lineárními elektrodami je popsáno v článku Beránek a kol. [2012] (příloha A5). Zde shrnujeme popis pasti doplněný o analýzu vlivu rozdílů mezi ideálním modelem a reálnou pastí provedenou na základě numerických výpočtů elektrického pole.

### 5.1. Základní princip

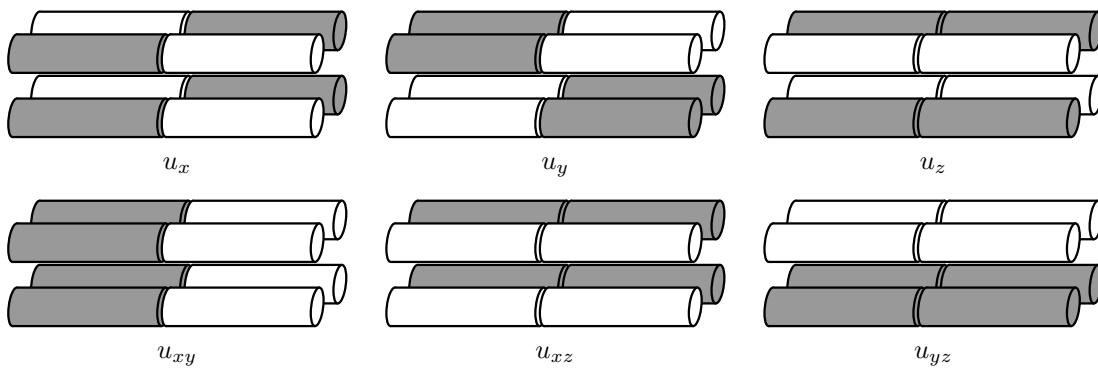
Past je tvořena čtyřmi dvojicemi válcových elektrod. Každá dvojice leží na společné ose a je oddělená pouze úzkou izolační mezerou. Osy dvojic jsou rovnoběžné s hlavní osou pasti a leží od ní ve vzdálenosti  $r_0 + R$ . Schematický náčrt elektrod a jejich označení je na obrázku 5.1.



Obr. 5.1 – Uspořádání tyčové pasti. Jednotlivé elektrody jsou symbolicky označeny podle toho ve kterých polorovinách určených postupně koordináty  $x$ ,  $y$  a  $z$  leží. Počátek souřadnic je uprostřed pasti.

Napětí na každé elektrodě je součtem komponent vyznačených na obrázku 5.2. Komponenty  $u_x$ ,  $u_y$  a  $u_z$  jsou harmonické napětí o stejné frekvenci a fázi tvořící efektivní potenciál, který drží zachycené zrno. Zbylé komponenty ( $u_{xy}$ ,  $u_{xz}$  a  $u_{yz}$ ) slouží k manipulaci se zrnem (tlumení a řízení kmitů, kompenzace tíhy zrna atd.).

Pro měření a pohyb zrna všeobecně nás zajímá jen malá oblast pasti kolem jejího středu. V prvním přiblížení budou pro popis pasti podstatné pouze nejnižší přítomné členy multipólového rozvoje jednotlivých polí.



Obr. 5.2 – Rozložení napětí na elektrodách pro jednotlivé komponenty pole. Napětí na tmavých a světlých elektrodách má stejnou velikost, ale opačnou polaritu.

Poloměr válce vepsaného pasti,  $r_0$ , využijeme jako škálovací faktor a vztah mezi napětími na elektrodách a polem ve středu pasti budeme charakterizovat bezrozměrnými geometrickými koeficienty  $\lambda$ .

Pole vyvolané některým z napětí  $u_x$ ,  $u_y$  nebo  $u_z$  bude jako nejnižší multipólovou složku obsahovat kvadrupól. Dipólové pole neodpovídá symetrii napájecích napětí. Ze symetrie napájecích napětí také plyne konkrétní tvar kvadrupólového pole:

$$\varphi_x(\mathbf{r}) = \frac{u_x \lambda_x}{r_0^2} \cdot yz, \quad (5.1)$$

$$\varphi_y(\mathbf{r}) = \frac{u_y \lambda_y}{r_0^2} \cdot xz, \quad (5.2)$$

$$\varphi_z(\mathbf{r}) = \frac{u_z \lambda_z}{r_0^2} \cdot xy. \quad (5.3)$$

Oproti tomu napětí  $u_{yz}$ ,  $u_{xz}$  a  $u_{xy}$  vytváří v pasti dipólový člen:

$$\varphi_{yz}(\mathbf{r}) = \frac{u_{yz} \lambda_{yz}}{r_0} \cdot x, \quad (5.4)$$

$$\varphi_{xz}(\mathbf{r}) = \frac{u_{xz} \lambda_{xz}}{r_0} \cdot y, \quad (5.5)$$

$$\varphi_{xy}(\mathbf{r}) = \frac{u_{xy} \lambda_{xy}}{r_0} \cdot z. \quad (5.6)$$

Celkové elektrické pole v pasti,  $\varphi(\mathbf{r})$  je součtem těchto dílčích polí.

Ze symetrie konstrukce pasti můžeme vyvodit rovnost  $\lambda_x = \lambda_y$ . Tuto společnou hodnotu označíme  $\lambda_l$ . Stejně tak budou navzájem shodné hodnoty  $\lambda_{yz}$  a  $\lambda_{xz}$ .

Při měření v pasti volíme pro napětí  $u_x$ ,  $u_y$  a  $u_z$  synchronní harmonický průběh s úhlovou frekvencí  $\omega$  a amplitudami postupně  $V_x$ ,  $V_y$  a  $V_z$ . Za předpokladu  $V_x = V_y$  (dále označuji  $V_l$ ) je možné definovat koeficient  $C$  popisující tvar pole v pasti:

$$C = \frac{V_l \lambda_l}{V_z \lambda_z}. \quad (5.7)$$

Geometrické koeficienty spočtené na základě numerického výpočtu potenciálu elektrického pole (viz následující kapitola) pro dvě verze pasti s konfigurací  $R/r_0 = 0,8$  a  $R/r_0 = 1,0$  jsou uvedeny v tabulce 5.1.

$R/r_0$	$\lambda_z$	$C/(V_l/V_z)$	$\lambda_{xy}$	$\lambda_{xz}, \lambda_{yz}$
0,8	1,942	0,869	1,12	1,11
1,0	3,092	0,875	1,42	1,40

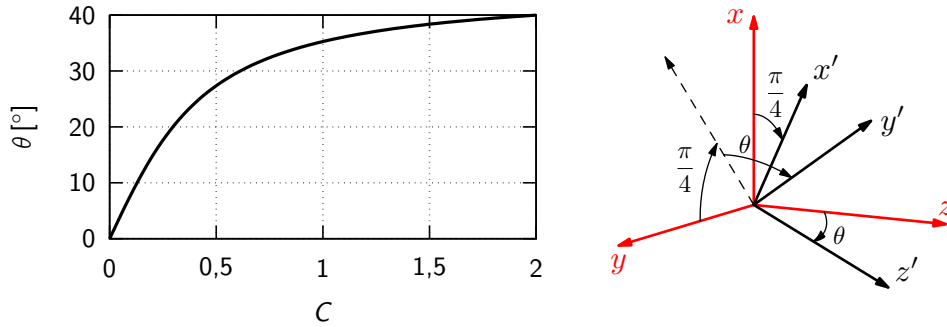
Tabulka 5.1 – Geometrické koeficienty pasti ve dvou uvažovaných konfiguracích.

Podle přiblížení efektivního potenciálu [Gerlich, 1992] můžeme při dostatečně vysoké frekvenci  $\omega$  budícího napětí uvažovat nabitě zrno pohybující se v poli

$$u_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \frac{Q^2}{4m\omega^2} \cdot |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2, \quad (5.8)$$

kde  $\mathbf{E}_0$  je amplituda intenzity elektrického pole v pasti,  $Q$  je náboj zrna a  $m$  jeho hmotnost. Pohybová rovnice zrna bude

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla u_{\text{eff}}(\mathbf{r}). \quad (5.9)$$



Obr. 5.3 – Transformace souřadnicové soustavy do směrů vlastních kmitů. Nejprve rotace kolem osy  $z$  o  $\pi/4$ , poté kolem nové osy  $x'$  o úhel  $\theta$  daný koeficientem  $C$ .

Operátor gradientu efektivního potenciálu je diagonální v transformované souřadné soustavě  $(\mathbf{x}', \mathbf{y}', \mathbf{z}')$  [Beránek a kol., 2012 (příloha A5)]. Směr bázových vektorů je vyznačený na obrázku 5.3 a pro úhel  $\theta$  platí

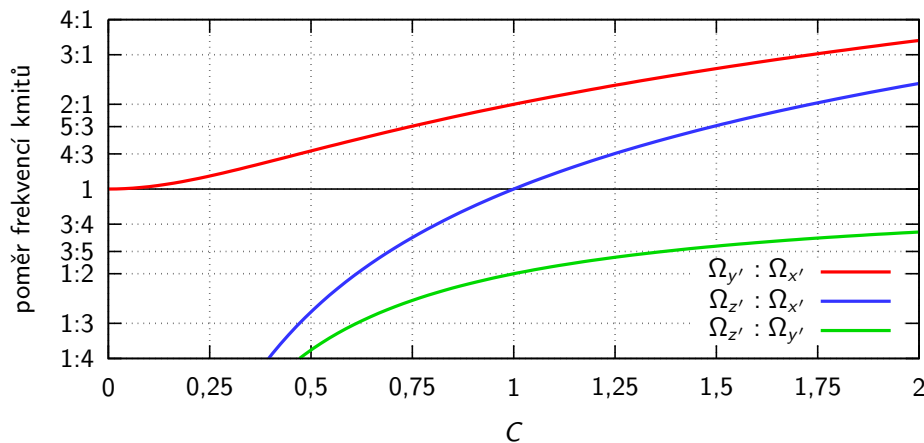
$$\text{tg } 2\theta = 2\sqrt{2}C. \quad (5.10)$$

Transformované osy jsou vlastní vektory operátoru a zrno podél nich může stabilně kmitat. Frekvence kmitů ve směru jednotlivých os pro zrno s měrným nábojem  $Q/m$  jsou

$$\Omega = \frac{Q}{m} \cdot \frac{V_z \lambda_z}{2\omega r_0^2} \cdot \begin{cases} \sqrt{2} & \text{pro směr } \mathbf{x}', \\ \sqrt{1 + 4C^2 + \sqrt{1 + 8C^2}} & \text{pro směr } \mathbf{y}', \\ \sqrt{1 + 4C^2 - \sqrt{1 + 8C^2}} & \text{pro směr } \mathbf{z}'. \end{cases} \quad (5.11)$$

Vzájemné poměry jednotlivých frekvencí závisí na parametru  $C$  (pro danou past tedy na poměru napětí  $V_z$  a  $V_l$ ) a jsou znázorněny v grafu 5.4.

Jak je ukázáno například v Beránek a kol. [2012] (příloha A5) kmity zrna podél osy  $\mathbf{x}'$  nejsou díky symetrii pasti ovlivněny vyššími multipólovými členy polí  $\varphi_x$  a  $\varphi_y$ .



Obr. 5.4 – Poměr frekvencí kmitů zrna v jednotlivých vlastních módech.

Pole  $\varphi_z$  je polem tyčového kvadrupólu s nízkou nelinearitou a směr  $\mathbf{x}'$  je tím vhodný pro měření náboje zrna. Zbylé dva módy by měly být během měření zatlumeny.

Pro provoz pasti je kvůli dynamickým experimentům s rychlou změnou náboje zrna důležitá nízká selektivita vůči měrnému náboji. Z toho plyne požadavek na poměry všech frekvencí co nejbližší jedné. Zároveň je vhodné vyhnout se poměru přesně jedna, který značí degenerovaný stav bez význačného směru  $\mathbf{x}'$ . Aby nebylo potřeba napájet některé z elektrod zbytečně vysokým napětím, je vhodné zachovat  $C < 1$ . Pro praktické použití budou tedy vhodné parametry poblíž  $V_z = V_l$ .

## 5.2. Numerická analýza pole v pasti

Pro určení koeficientů  $\lambda$  a pro posouzení vlivu různých odchylek reálné pasti od idealizovaného modelu je potřeba spočítat numericky třírozměrný model elektrického pole. Vhodnou reprezentací výsledku pak může být buď multipólový rozvoj elektrického potenciálu nebo přímo tvar jámy efektivního potenciálu.

Pro numerický výpočet byl zvolen model konfigurace pasti o rozměrech shodných se sestavenou a zkoušenou verzí (viz následující kapitola), tj. poloměr tyčí  $R = 6$  mm a poloměr prázdného válce vepsaného pasti  $r_0 = 7,5$  mm, tedy  $R/r_0 = 0,8$ . Šířka izolační mezery mezi polovinami tyčové elektrody je, pokud není řečeno jinak, 0,5 mm. V takto simulované pasti (včetně zjednodušené reprezentace uzemněné upevňovací konstrukce, kterou je vidět na obrázku 5.10) jsme pomocí řešiče Laplaceovy rovnice z programu SIMION<sup>2</sup> numericky vypočetli elektrický potenciál.

Jako další krok jsme určili reprezentaci tohoto spočteného pole v okolí středu pasti pomocí několika nejnižších řádů multipólových členů tak, aby byl minimalizován součet čtverců odchylek mezi multipólovou reprezentací a spočtenými hodnotami potenciálu. Pro reprezentaci pole do vzdálenosti 1 cm od středu pasti s odchylkou srovnatelnou s chybou numerického výpočtu pole stačí multipólový rozvoj do desátého řádu. Zahrnutí členů vyšších řádů nesnižuje odchylku a neovlivňuje významně hodnotu koeficientů hlavních složek pole.

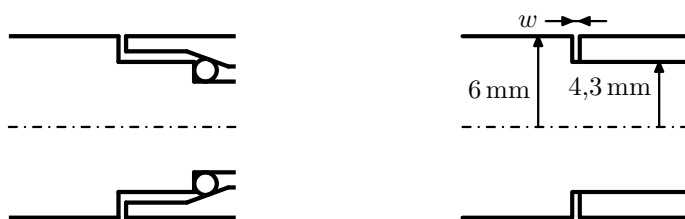
Druhou metodou zpracování bylo spočtení efektivního potenciálu jako čtverců diferencí numerických hodnot potenciálu elektrického pole a nalezení reprezentace pomocí

<sup>2</sup> <http://simion.com>

polynomů v  $x$ ,  $y$  a  $z$ . Opět jsme hledali reprezentaci minimalizující sumu čtverců odchylek a pro polynomy druhého řádu jsem určili směry a délky os jimi popsaného elipsoidu, tedy hodnoty, které jdou přímo srovnat s vlastními čísly  $\Omega_{x'}$ ,  $\Omega_{y'}$ ,  $\Omega_{z'}$  a úhlem  $\theta$  popsanými v předchozí sekci.

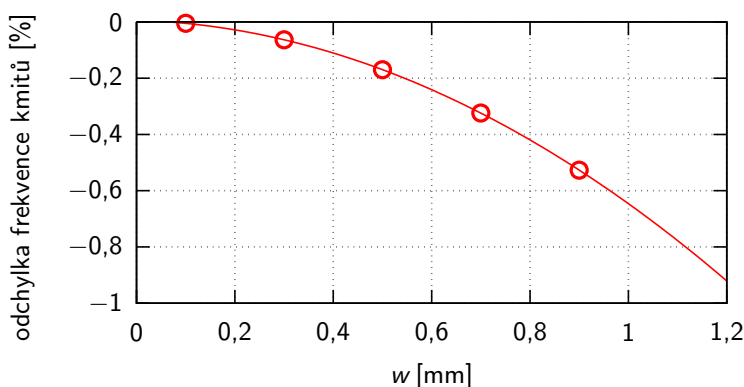
### Velikost izolační mezery

V reálné pasti je potřeba elektricky oddělit dvě poloviny každé z tyčí. To je vyřešeno vyrobením jedné poloviny tyče v podobě dutého válce, který je nasunutý na druhou, nosnou, část. Na povrchu elektrody je tedy izolační mezera o šířce  $w$ . Pro výpočet jsme použili zjednodušený model podle obr. 5.5.



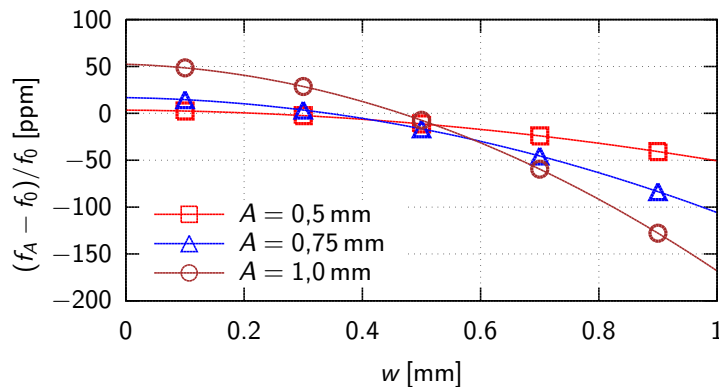
Obr. 5.5 – Průřez izolační mezerou mezi dvěma polovinami tyče. Skutečné fyzické provedení vlevo, vpravo model použitý pro výpočet pole.

Izolační mezera nezpůsobuje žádné nežádoucí ovlivnění kmitů podél osy  $x'$  napětím  $V_1$ , nicméně změna šířky mezery mírně snižuje velikost geometrického koeficientu  $\lambda_z$ , a tím kvadrupólový člen  $\varphi_z$ . Při rozšiřování nebo zužování mezery se také mění velikosti vyšších multipólových členů vytvořených napětím  $V_z$ , které jsou přítomné i u idealizované pasti bez izolační mezery kvůli zvolení více otevřené geometrie  $R/r_0 = 0,8$  (viz Beránek [2007]). Zmenšování hlavního kvadrupólového členu snižuje měřenou frekvenci kmitů  $\Omega_{x'}$  a vyšší multipólové členy způsobují anharmonicitu kmitů, kdy je měřená frekvence mírně závislá na amplitudě kmitů zrna.



Obr. 5.6 – Modelovaná odchylka frekvence kmitů zrna od teoretické hodnoty pro nekonečný tyčový kvadrupól v závislosti na šířce izolační mezery  $w$  mezi dvěma polovinami tyče.

Namodelovaná relativní odchylka frekvence kmitů ve směru  $x'$  vůči teoretické hodnotě spočtené z 2D modelu tyčového kvadrupólu ( $\lambda_z = 1,945$  [Beránek, 2007]) v závislosti na šířce mezery  $w$  je vynesena v grafu 5.6. Relativní změna frekvence kmitů pro



Obr. 5.7 – Závislost frekvence kmitů na amplitudě pro různou šířku izolační mezery  $w$ . Na svislé ose je vynesena relativní odchylka frekvence při dané amplitudě kmitů  $A$  oproti kmitům s limitně malou amplitudou.

několik různých velikostí amplitudy oproti kmitům v čistě kvadrupólovém poli (nebo při velmi malé amplitudě) je uvedena v grafu 5.7.

Je vidět, že změna frekvence kvůli zeslabení pole je ale zanedbatelná – pro velikost mezery do 1 mm pouze jednotky promile. Tato odchylka ovlivňuje pouze absolutní kalibraci měrného náboje, nikoliv stabilitu během měření. Přesnost poloměru pasti  $r_0$ , který je ve vztahu (5.11) v druhé mocnině bude mít ve výsledku větší vliv. Anharmonicitu kmitů začíná s rostoucí šířkou mezery narůstat, nicméně můžeme konstatovat, že pro mezeru menší než 1 mm je pro účely měření stabilita dostatečná. Navíc se ukazuje, že pro  $w \sim 0,5$  mm se vliv vyšších členů pole složí takovým způsobem, že anharmoničnost bude nižší, než pro zcela hladké elektrody.

## Asymetrie pasti

Nezávislost měřené frekvence  $\Omega_{x'}$  na „příčných“ složkách pole  $\varphi_x$  a  $\varphi_y$  plyne ze symetrie pasti, kdy se vliv nežádoucích složek pole podél osy  $x'$  vyruší. Pro posouzení vlivu případných mechanických nepřesností na chování pasti jsme modelovali variantu s drobnou asymetrií. Konkrétně se jednalo o změnu šířky jen jedné izolační mezery, posunutí jedné izolační mezery ve směru osy pasti a porušení sousostí dvou polovin jedné tyče.

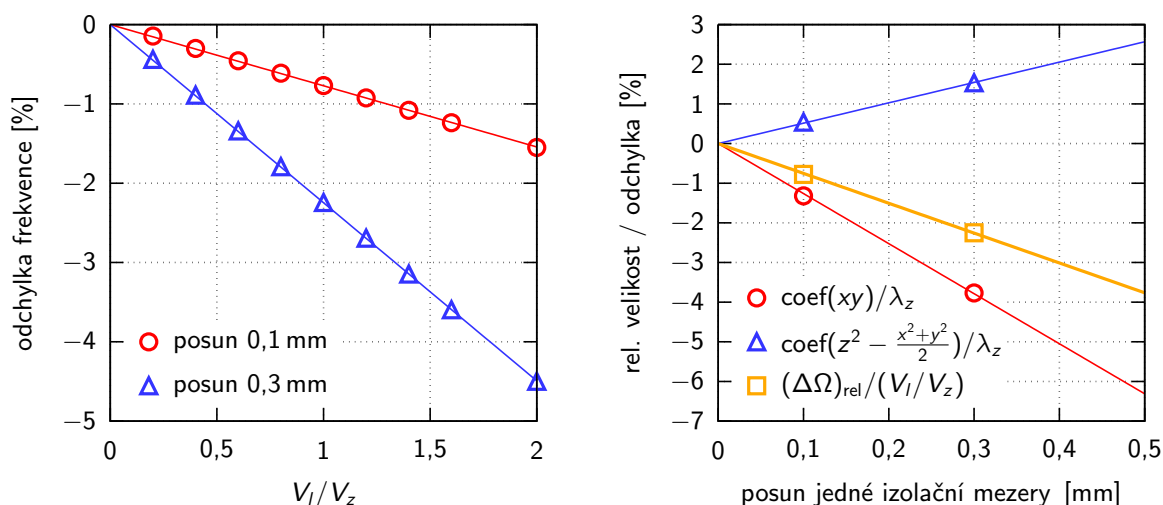
Ukázalo se, že změna šířky jedné mezery při zachování jejího středu v rovině symetrie pasti má na výsledné pole a pohyb zrna zanedbatelný vliv v porovnání s dalšími zkoumanými odchylkami.

Posunutí izolační mezery podél osy pasti (beze změny její šířky) přidá do multipólového rozvoje polí  $\varphi_x$  a  $\varphi_y$  členy  $xy$  a  $z^2 - (x^2 + y^2)/2$ , které ovlivňují efektivní potenciál ve směru  $x'$ . Frekvence kmitů  $\Omega_{x'}$  bude tedy závislá i na napětí  $V_l$ , resp. na koeficientu  $C$ . Už posun o 0,1 mm může způsobit odchylku frekvence 1%. Situace je zobrazena v grafech 5.8

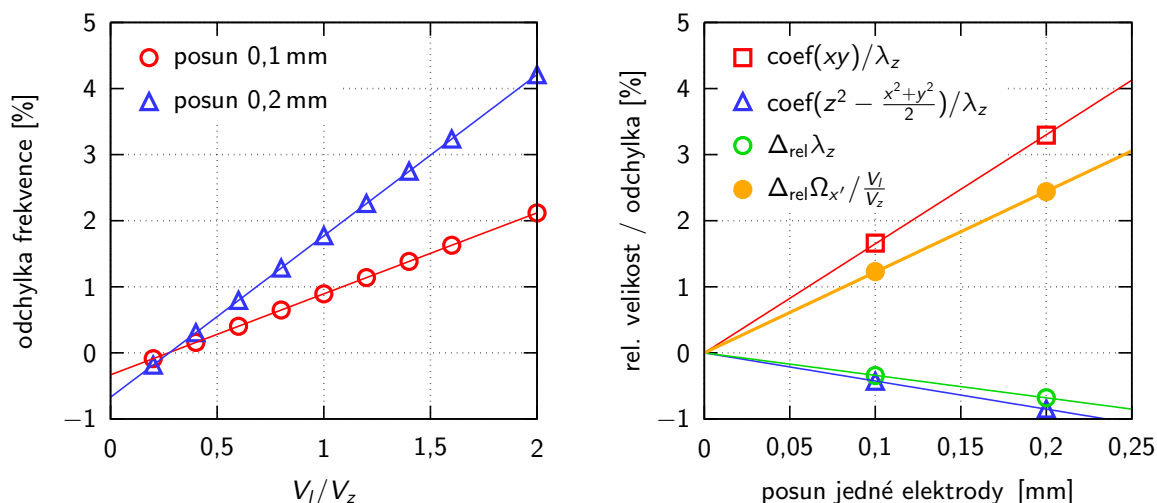
Příspěvek k efektivnímu potenciálu je, stejně jako změna frekvence, přímo úměrný koeficientu poměru napětí  $V_l/V_z$ . Díky tomu je možné past experimentálně zkalibrovat a tento vliv odečíst.

Obdobný efekt má porušení sousostí dvou polovin jedné tyče. Uvažovali jsme situaci, kdy bude elektroda posunuta ve směru kolmém na osu pasti směrem ven. Změny pole jsou podobné jako v předchozím případě, ale navíc se ještě posunutím sníží hodnota koeficientu  $\lambda_z$ . Příslušné změny jsou nakresleny v grafech 5.9.





Obr. 5.8 – Vlevo: relativní odchylka frekvence kmitů  $\Omega_{x'}$  kvůli nesymetrickému posunutí jedné izolační mezery v závislosti na poměru napětí  $V_1/V_2$ . Vpravo: koeficienty multipólových členů vzniklých v rozvoji  $(\varphi_x + \varphi_y)$  a směrnice odchylky frekvence kmitů v závislosti na poměru napětí.



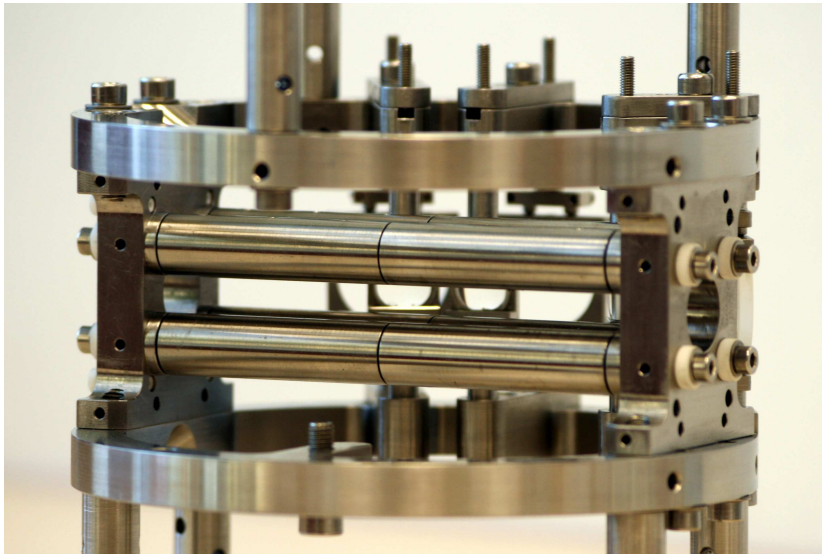
Obr. 5.9 – Vlevo: relativní odchylka frekvence kmitů  $\Omega_{x'}$  kvůli porušení souososti jedné tyče pasti v závislosti na poměru napětí  $V_1/V_2$ . Vpravo: Koeficienty multipólových členů nově vzniklých v rozvoji  $(\varphi_x + \varphi_y)$ , změna koeficientu  $\lambda_x$  a směrnice odchylky frekvence kmitů v závislosti na poměru napětí.

### 5.3. Ověřovací měření

Pro testování byla sestavena popsaná past s optickou detekcí polohy zrna sledující pohyb v rovině  $xz$ . Mód určený k měření,  $x'$ , má nulový průmět do směru  $z$ , takže zatlumením kmitů ve směru  $z$  zajistíme, že zrna bude kmitat pouze s frekvencí  $\Omega_{x'}$  odpovídající požadovanému módu.

Pokud na elektrody přivedeme napětí  $u_{xy}$  s vhodnou frekvencí, lze naopak selektivně vybudit zbylé dva módy.

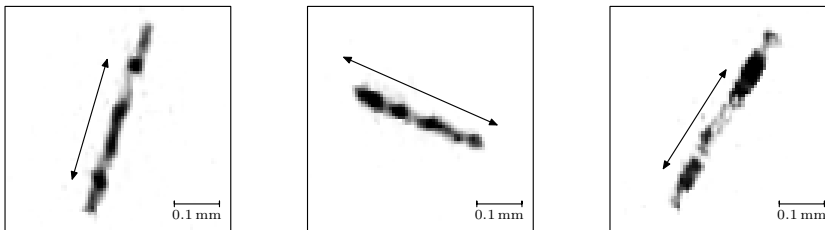
Pro tlumení kmitů ve směru  $z$  jsme využili napětí  $u_{xy}$  fázově posunuté proti detekovanému polohovému signálu ve směru  $z$ . Fázově posunutý signál byl získán filtrováním nízkofrekvenční propustí druhého řádu. Tento systém tlumení se používá pro dříve zkonstruovanou válcově symetrickou past [Čermák, 1994]. V případě tyčové pasti



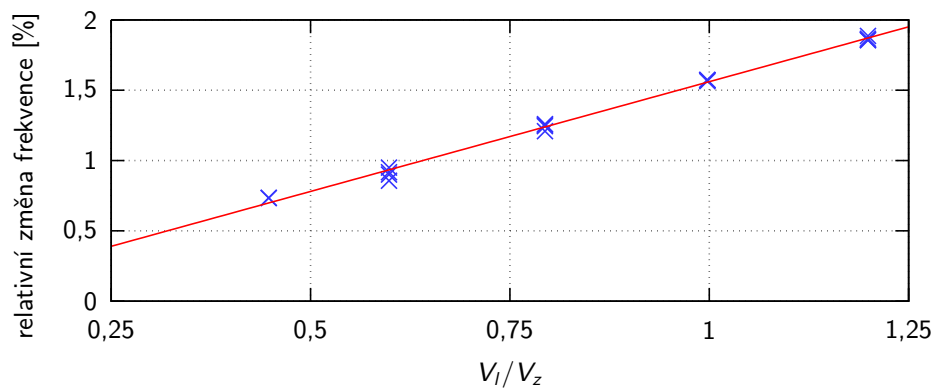
Obr. 5.10 – Vyrobená a sestavená kvadrupólová past, ve které byla provedena zde prezentovaná měření.

jde o kompromisní řešení, kvůli rozdílným frekvencím  $\Omega_{y'}$  a  $\Omega_{z'}$ , nicméně pro ověřovací měření bylo dostatečné.

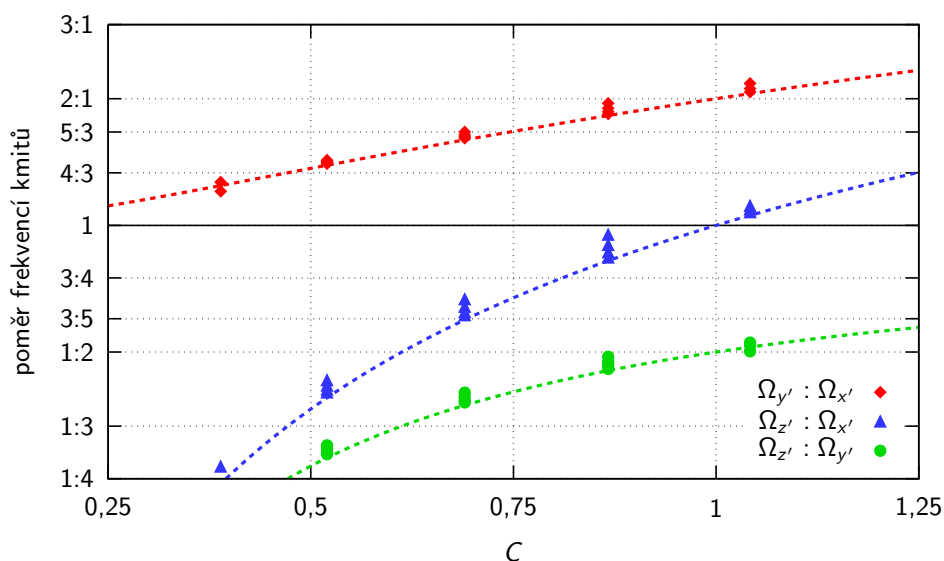
Experimentem bylo postupně ověřeno zachycení zrna v pasti, tlumení jeho pohybu a řízení kmitů pomocnými elektrickými poli, frekvence a směry vlastních kmitů dle teorie. Obrázek 5.11 ukazuje zrno kmitající postupně ve všech třech základních módech zaznamenané kamerou. Na fotografii je vyznačen očekávaný směr průmětu kmitů spočtený podle teorie uvedené výše.



Obr. 5.11 – Kmity zrna v jednotlivých základních módech zaznamenané kamerou.



Obr. 5.13 – Změna pozorované frekvence zrna při úpravě poměru napájecích napětí pasti. Referenční frekvence pro  $V_l = 0$  byla extrapolována z proložené přímky.



Obr. 5.12 – Změřené poměry frekvencí kmitů zrna při různých nastaveních pasti. Čárkované čáry jsou očekávaný teoretický průběh (viz obr. 5.4).

Při úpravě poměru napájecích napětí se frekvence vlastních kmitů měnily trochu odlišně od předpokládaného vztahu (5.11), viz grafy 5.12 a 5.13. Jak je ukázáno v předchozí sekci, odchylku  $\Omega_z$  od ideální hodnoty úměrnou poměru napětí  $V_l/V_z$  může způsobit výrobní asymetrie pasti. V případě zde pozorované odchylky 1,6% při  $V_l = V_z$  to ukazuje například na posun jedné dělicí izolační mezery o 0,2 mm ve směru osy pasti. Sestavená past měla skutečně izolační mezery nepravidelné, a odchylka velikosti 0,2 mm může odpovídat realitě.



## 6. Závěr

Předložená práce se zabývá experimentálním zkoumáním vybraných aspektů nabíjecích procesů prachových zrn; konkrétně vlivem velikosti zrna a intenzity elektrického pole na jeho povrchu na výtěžek sekundární elektron-elektronové emise a především analýzou autoemisního vybíjení kladných i záporných zrn. Hlavní výsledky práce můžeme shrnout následovně:

- (a) Při měření rovnovážných potenciálů kladných prachových zrn ustanovených dopadajícím monoenergetickým elektronovým svazkem bylo potvrzeno dosažení vysokých potenciálů pro vysoké energie svazku v souladu s teorií a předpovědmi numerického modelu [Beránek a kol., 2011 (příloha A3), Pavlů a kol., 2014].
- (b) Bylo opakovaně potvrzeno, že primární elektrony s energií kolem 100 eV nabíjí zrna na povrchový potenciál nezávislý na jeho velikosti. Odlišné tvrzení, které publikoval Abbas a kol. [2007] bylo identifikováno jako systematická chyba použité metody [Němeček a kol., 2011 (příloha A4)].
- (c) Byl pozorován nárůst výtěžku sekundární elektronové emise z vodivých uhlíkových zrn díky intenzivnímu elektrickému poli na povrchu [Beránek a kol., 2009a (příloha A1)], který byl na základě dalších měření kvantifikován empirickým vztahem [Beránek a kol., 2009b].
- (d) Vlastnosti samovybíjení záporných uhlíkových zrn odpovídají teorii polní emise. Nižší změřený prahový potenciál, než uvádí jiní autoři na základě teorie je pravděpodobně způsobený lokálním zesílením elektrického pole nad drobnými nepravidelnostmi povrchu přes která prochází emisní proud. U kulových zrn s poměrně hladkým povrchem jsme určili zesílení 2–3× oproti modelu dokonalé koule. U nepravidelných zrn je možné čekat výrazně větší hodnoty, a tedy nižší prahový potenciál pro autoemisi.
- (e) Pozorovali jsme elektrony stimulovanou desorpci z povrchu kladně nabitého zrna. Účinný průřez desorpce v řádu  $10^{-17}$  cm<sup>2</sup> odpovídá typickým publikovaným hodnotám, nicméně vlivem elektrického pole je podíl ionizovaných částic téměř jedna (oproti typickým publikovaným hodnotám bez přítomnosti pole  $10^{-2}$ ).
- (f) Úpravou metodiky pro měření autoemisního vybíjení jsem získali časový průběh emisního proudu polní ionizace při konstantní intenzitě pole. Porovnáním exponenciálního poklesu proudu s dříve změřeným průběhem difuze argonu v prachovém zrně [Beránek a kol., 2010 (příloha A2)] jsme odhadli účinnosti ionizace atomů argonu opouštějících povrch zrna. Závěrem je konstatování, že účinnost ionizace je o mnoho řádů větší než pro argon dopadající na povrch zrna z okolní atmosféry a už při intenzitě pole 3 kV/μm (o řád menší, než jiní autoři uvádí jako limit pro vybíjení kladných prachových zrn) je účinnost ionizace řádově 10 %. Obdobně účinná

je ionizace částic desorbujících z povrchu zrna. Protože se ionizovatelný materiál uvolňuje ze samotného zrna, může být vybíjení a výsledný povrchový potenciál zrna ovlivňován například jeho teplotou [Beránek a kol., 2011 (příloha A3)].

- (g) V rámci řešení práce byla také realizována nová konstrukce kvadrupólové pasti, která umožní další rozšíření studia nabíjecích procesů prachových zrn. Její teoretický popis byl doplněn numerickým výpočtem elektrického pole a byly diskutovány vlivy některých konstrukčních odchylek na funkčnost pasti.

Sestavená past umožňuje spolehlivé zachycení zrna a její vlastnosti odpovídají teoretickým očekáváním. Pozorovaná odchylka měřených frekvencí o velikosti 1–2 % byla na základě podrobnějšího numerického modelu pole v pasti identifikována jako důsledek nepřesného zarovnání hran elektrod u středu pasti [Beránek a kol., 2012 (příloha A5)].

Aparatura využívající tuto past je úspěšně využívána pro probíhající studium nabíjení prachových zrn UV zářením [Nouzák a kol., 2014].

### Použitá literatura:

- [Abbas a kol., 2002] Abbas, M., Craven, P., Spann, J., West, E., Pratico, J., Tankosic, D., & Venturini, C. (2002). Photoemission experiments for charge characteristics of individual dust grains. *Physica Scripta*, 2002(T98), 99.
- [Abbas a kol., 2007] Abbas, M., Tankosic, D., Craven, P., Spann, J., LeClair, A., & West, E. (2007). Lunar dust charging by photoelectric emissions. *Planetary and Space Science*, 55(7), 953–965.
- [Abbas a kol., 2006] Abbas, M., Tankosic, D., Craven, P., Spann, J., LeClair, A., West, E., Weingartner, J., Tielens, A., Nuth, J., Camata, R., a kol. (2006). Photoelectric emission measurements on the analogs of individual cosmic dust grains. *The Astrophysical Journal*, 645(1), 324.
- [Arnold & Hessel, 1985] Arnold, S. & Hessel, N. (1985). Photoemission from single electrostatically levitated microparticles. *Review of Scientific Instruments*, 56(11), 2066–2069.
- [Axford & Mendis, 1974] Axford, W. & Mendis, D. (1974). Satellites and magnetospheres of the outer planets. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 2, 419.
- [Beránek, 2007] Beránek, M. (2007). Systém pro levitaci prachových zrn. Diplomová práce, MFF UK v Praze.
- [Beránek a kol., 2012] Beránek, M., Čermák, I., Němeček, Z., Šafránková, J., Jeřáb, M., & Pavlů, J. (2012). Linear trap with three orthogonal quadrupole fields for dust charging experiments. *Rev. Sci. Instrum.*, 83(11), 115109.
- [Beránek a kol., 2011] Beránek, M., Pavlů, J., Richterová, I., Vaverka, J., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2011). Self-discharging of dust grains by ion field emission. V J. Šafránková & J. Pavlů (vyd.), *WDS'11 Proceedings of Contributed Papers, Part II Physics of Plasmas and Ionized Media* (pp. 102–110).: Matfyzpress, Prague.
- [Beránek a kol., 2009a] Beránek, M., Richterová, I., Němeček, Z., Pavlů, J., & Šafránková, J. (2009a). Secondary electron emission from highly charged carbon grains. *Eur. Phys. J. D*, 54(2), 299–304.
- [Beránek a kol., 2009b] Beránek, M., Richterová, I., Němeček, Z., & Šafránková, J. (2009b). Field enhanced secondary electron emission on glassy carbon grains. V J. Šafránková & J. Pavlů (vyd.), *WDS'09 Proceedings of Contributed Papers, Part II Physics of Plasmas and Ionized Media* (pp. 188–194).: Matfyzpress, Prague.
- [Beránek a kol., 2010] Beránek, M., Vyšinka, M., Pavlů, J., Richterová, I., Němeček, Z., & Šafránková, J. (2010). Dust as a gas carrier. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 38(4), 886–891.
- [Bringol & Hyde, 1997] Bringol, L. & Hyde, T. (1997). Charging in a dusty plasma. *Advances in Space Research*, 20(8), 1539–1542.
- [Buzulutskov a kol., 1995] Buzulutskov, A., Breskin, A., & Chechik, R. (1995). Field enhancement of the photoelectric and secondary electron emission from csi. *Journal of applied physics*, 77(5), 2138–2145.

- [Chung, 1975] Chung, M. (1975). Improved calculations of secondary electron energy distributions of metals. *Journal of Applied Physics*, 46(1), 465–466.
- [Čermák, 1994] Čermák, I. (1994). *Laboruntersuchung elektrischer Aufladung kleiner Staubteilchen*. Doktorská práce, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.
- [Draine, 2003] Draine, B. (2003). Interstellar dust grains. *arXiv preprint astro-ph/0304489*.
- [Draine & Lee, 1984] Draine, B. & Lee, H. M. (1984). Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *The Astrophysical Journal*, 285, 89–108.
- [Draine & Salpeter, 1979] Draine, B. & Salpeter, E. (1979). On the physics of dust grains in hot gas. *The Astrophysical Journal*, 231, 77–94.
- [Drinkwine & Lichtman, 1977] Drinkwine, M. J. & Lichtman, D. (1977). Electron stimulated desorption: a critical review. *Progress in Surface Science*, 8(3), 123–142.
- [Eiroa & Hodapp, 1989] Eiroa, C. & Hodapp, K.-W. (1989). Ice dust grains in the serpens molecular cloud. *Astronomy and Astrophysics*, 210, 345–350.
- [Forbes, 2006] Forbes, R. G. (2006). Simple good approximations for the special elliptic functions in standard fowler-nordheim tunneling theory for a schottky-nordheim barrier. *Applied physics letters*, 89(11), 113122.
- [Forbes & Deane, 2007] Forbes, R. G. & Deane, J. H. (2007). Reformulation of the standard theory of fowler–nordheim tunnelling and cold field electron emission. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, 463(2087), 2907–2927.
- [Forbes a kol., 2003] Forbes, R. G., Edgcombe, C., & Valdre, U. (2003). Some comments on models for field enhancement. *Ultramicroscopy*, 95, 57–65.
- [Forward a kol., 2009] Forward, K. M., Lacks, D. J., & Sankaran, R. M. (2009). Particle-size dependent bipolar charging of martian regolith simulant. *Geophysical Research Letters*, 36(13).
- [Gerlich, 1992] Gerlich, D. (1992). Inhomogeneous RF Fields: A Versatile Tool for the Study of Processes with Slow Ions. *Adv. Chem. Phys.*, 82(1).
- [Goertz, 1989] Goertz, C. (1989). Dusty plasmas in the solar system. *Reviews of Geophysics*, 27(2), 271–292.
- [Grimm a kol., 2006] Grimm, M., Langer, B., Schlemmer, S., Lischke, T., Becker, U., Widdra, W., Gerlich, D., Flesch, R., & Rühl, E. (2006). Charging mechanisms of trapped element-selectively excited nanoparticles exposed to soft x rays. *Physical review letters*, 96(6), 066801.
- [Gurnett a kol., 2010] Gurnett, D., Morgan, D., Granroth, L., Cantor, B., Farrell, W., & Espley, J. (2010). Non-detection of impulsive radio signals from lightning in martian dust storms using the radar receiver on the mars express spacecraft. *Geophysical Research Letters*, 37(17).
- [Hansen a kol., 2006] Hansen, C. J., Esposito, L., Stewart, A., Colwell, J., Hendrix, A., Pryor, W., Shemansky, D., & West, R. (2006). Enceladus’ water vapor plume. *Science*, 311(5766), 1422–1425.



- 
- [Hars & Tass, 1995] Hars, G. & Tass, Z. (1995). Application of quadrupole ion trap for the accurate mass determination of submicron size charged particles. *Journal of Applied Physics*, 77(9), 4245–4250.
- [Jeřáb a kol., 2007] Jeřáb, M., Richterová, I., Pavlů, J., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2007). Influence of charging conditions on field ion emission from dust grains. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 35(2), 292–296.
- [Kelemen & Freund, 1987] Kelemen, S. & Freund, H. (1987). *Surface characterization of oxygen and carbon dioxide adsorption on clean and oxidized glassy carbon surfaces*, volume 32. American Chemical Society, Division of Fuel Chemistry: Denver, CO.
- [Krasheninnikov a kol., 2004] Krasheninnikov, S., Tomita, Y., Smirnov, R., & Janev, R. (2004). On dust dynamics in tokamak edge plasmas. *Physics of Plasmas*, 11(6), 3141–3150.
- [Leinert & Grün, 1990] Leinert, C. & Grün, E. (1990). Interplanetary dust. V *Physics of the inner heliosphere I* (pp. 207–275). Springer.
- [Mann a kol., 2014] Mann, I., Meyer-Vernet, N., & Czechowski, A. (2014). Dust in the planetary system: Dust interactions in space plasmas of the solar system. *Physics Reports*, 536(1), 1–39.
- [Mendis, 2001] Mendis, D. (2001). Busting dust: from cosmic grains to terrestrial microbes. *Physica Scripta*, 2001(T89), 173.
- [Meyer-Vemet, 1982] Meyer-Vemet, M. (1982). “flip-flop” of electric potential of dust grains in space. *Astron. Astrophys*, 105, 98.
- [Mukai, 1981] Mukai, T. (1981). On the charge distribution of interplanetary grains. *Astronomy and Astrophysics*, 99, 1–6.
- [Murphy & Good Jr, 1956] Murphy, E. L. & Good Jr, R. (1956). Thermionic emission, field emission, and the transition region. *Physical review*, 102(6), 1464.
- [Müller & Bahadur, 1956] Müller, E. W. & Bahadur, K. (1956). Field ionization of gases at a metal surface and the resolution of the field ion microscope. *Physical Review*, 102(3), 624.
- [Němeček a kol., 2011] Němeček, Z., Pavlů, J., Šafránková, J., Beránek, M., Richterová, I., Vaverka, J., & Mann, I. (2011). Lunar dust grain charging by electron impact: Dependence of the surface potential on the grain size. *Astrophys. J.*, 738(1), 14.
- [Nouzák a kol., 2014] Nouzák, L., Richterová, I., Pavlů, J., Němeček, Z., & Šafránková, J. (submitted 2014). Investigations of photoemission from lunar dust simulant. *IEEE Trans. Plasma Sci.*
- [Paul & Steinwedel, 1956] Paul, W. & Steinwedel, H. (1956). Apparatus for separating charged particles of different specific charges. Patent Nr. 944900.
- [Pavlů a kol., 2014] Pavlů, J., Beránek, M., Vaverka, J., šafránková, J., Němeček, Z., & Richterová, I. (2014). Secondary electron emission from martian soil simulant. *J. Geophys. Res. Planets*, 119(1), 199–209.

- [Pavlů a kol., 2008a] Pavlů, J., Richterová, I., Němeček, Z., & Šafránková, J. (2008a). Field emission characteristics of gold dust grains. *Adv. Space Res.*, 42(1), 129–135.
- [Pavlů a kol., 2007] Pavlů, J., Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., & Čermák, I. (2007). Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday Discuss.*, 137(0), 139–155.
- [Pavlů a kol., 2008b] Pavlů, J., Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., & Čermák, I. (2008b). Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday discussions*, 137, 139–155.
- [Pavlů a kol., 2004] Pavlů, J., Velyhan, A., Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., Čermák, I., & Žilavý, P. (2004). Mass-loss rate for mf resin microspheres. *IEEE transactions on plasma science*, 32(2), 704–708.
- [Richterová a kol., 2010] Richterová, I., Beránek, M., Pavlů, J., Němeček, Z., & Šafránková, J. (2010). Electrons scattered inside small dust grains of various materials. *Phys. Rev. B*, 81(7), 075406.
- [Richterová a kol., 2007] Richterová, I., Pavlů, J., Němeček, Z., Šafránková, J., & Beránek, M. (2007). Secondary emission from glass grains: Comparison of the model and experiment. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 35(2), 286–291.
- [Schlemmer a kol., 2001] Schlemmer, S., Illema, J., Wellert, S., & Gerlich, D. (2001). Nondestructive high-resolution and absolute mass determination of single charged particles in a three-dimensional quadrupole trap. *Journal of Applied Physics*, 90(10), 5410–5418.
- [Sharpe a kol., 2002] Sharpe, J., Petti, D., & Bartels, H.-W. (2002). A review of dust in fusion devices: Implications for safety and operational performance. *Fusion Engineering and Design*, 63, 153–163.
- [Sheehan a kol., 1990] Sheehan, D., Carillo, M., & Heidbrink, W. (1990). Device for dispersal of micrometer- and submicrometer-sized particles in vacuum. *Review of scientific instruments*, 61(12), 3871–3875.
- [Sickafoose a kol., 2001] Sickafoose, A., Colwell, J., Horányi, M., & Robertson, S. (2001). Experimental investigations on photoelectric and triboelectric charging of dust. *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 106(A5), 8343–8356.
- [Sternovsky a kol., 2001] Sternovsky, Z., Němeček, Z., Šafránková, J., & Velyhan, A. (2001). Ion field emission from micrometer-sized spherical glass grains. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 29(2), 292–297.
- [Švestka a kol., 1993] Švestka, J., Čermák, I., & Grün, E. (1993). Electric charging and electrostatic fragmentation of dust particles in laboratory. *Advances in Space Research*, 13(10), 199–202.
- [Thomas a kol., 1994] Thomas, H., Morfill, G., Demmel, V., Goree, J., Feuerbacher, B., & Möhlmann, D. (1994). Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma. *Physical Review Letters*, 73(5), 652.

- [Walch a kol., 1994] Walch, B., Horanyi, M., & Robertson, S. (1994). Measurement of the charging of individual dust grains in a plasma. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 22(2), 97–102.
- [Wuerker a kol., 1959] Wuerker, R., Shelton, H., & Langmuir, R. (1959). Electrodynamic Containment of Charged Particles. *Journal of Applied Physics*, 30(3), 342–349.
- [Yair, 2012] Yair, Y. (2012). New results on planetary lightning. *Advances in Space Research*, 50(3), 293–310.
- [Yamamoto, 2006] Yamamoto, S. (2006). Fundamental physics of vacuum electron sources. *Reports on Progress in Physics*, 69(1), 181.
- [Yamamoto a kol., 1979] Yamamoto, S., Hosoki, S., Fukuhara, S., & Futamoto, M. (1979). Stability of carbon field emission current. *Surface Science*, 86, 734–742.



---

## A: Přiložené publikace

- [A1] **Beránek, M.**; Richterová, I.; Němeček, Z.; Pavlů, J.; Šafránková, J. (2009): *Secondary electron emission from highly charged carbon grains*, Eur. Phys. J. D, **54** (2): 299–304.
- [A2] **Beránek, M.**; Vyšinka, M.; Pavlů, J.; Richterová, I.; Němeček, Z.; Šafránková, J. (2010): *Dust as a Gas Carrier*, IEEE Trans. Plasma Sci., **38** (4), 886–891.
- [A3] **Beránek, M.**; Pavlů, J.; Richterová, I.; Vaverka, J.; Šafránková, J.; Němeček, Z. (2011): *Self-discharging of dust grains by ion field emission.*, WDS'11 Proceedings of Contributed Papers, Part II Physics of Plasmas and Ionized Media, 102–110.
- [A4] Němeček, Z.; Pavlů, J.; Šafránková, J.; **Beránek, M.**; Richterová, I.; Vaverka, J.; Mann, I. (2011): *Lunar Dust Grain Charging by Electron Impact: Dependence of the Surface Potential on the Grain Size*, Astrophys. J., 738(1), 14.
- [A5] **Beránek, M.**; Čermák, I.; Němeček, Z.; Šafránková, J.; Jeřáb, M.; Pavlů, J. (2012): *Linear trap with three orthogonal quadrupole fields for dust charging experiments*, Rev. Sci. Instrum., **83** (11): Art. No. 115109.



## Secondary electron emission from highly charged carbon grains

M. Beránek, I. Richterová, Z. Němeček, J. Pavlů<sup>a</sup>, and J. Šafránková

Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, V Holešovičkách 2, 18000 Prague, Czech Republic

Received 3 September 2008 / Received in final form 14 November 2008

Published online 5 December 2008 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2009

**Abstract.** Surfaces in contact with a plasma can influence its characteristics and, on the other hand, the impact of plasma particles can change surface properties of materials immersed in a plasma. Carbon is often present in plasma systems either as a building material or a product of technological processes, thus its behavior is an important factor of these applications. The paper deals with investigations of secondary emission of 1–6  $\mu\text{m}$  spherical grains from amorphous carbon under the electric field of the order of  $10^8$  V/m. We have found that the secondary emission yield increases with the electric field at the sample surface nearly linearly and does not depend on the grain diameter. Long-lasting (hours) electron irradiation of the sample surface leads to a significant decrease of the yield that was attributed to the removal of an absorbed layer from the grain surface. This conclusion is supported by the fact that a similar effect was achieved after several minutes of simultaneous electron and ion treatments.

**PACS.** 79.20.Hx Electron impact: secondary emission – 96.50.Dj Interplanetary dust and gas

### 1 Introduction

Many recent works on dusty plasmas have focused on the charging of dust grains in plasmas. The collection of ions and electrons from the plasma is not the only possible charging mechanism. Electrons can also be emitted from the particle surface due to thermionic, photoelectric, and secondary electron emission processes. Among these processes, secondary electron emission from the dust grains plays an important role [1–6]. Electrons hitting a single dust grain may ionize its material and eject new electrons producing the secondary electron current. This is equivalent to the flow of a positive current to the grain surface. While plasma parameters can be usually determined relatively well, important material properties (e.g., coefficient of photoemission, yield of secondary emission, electron work function) of dust grains are approximated from the data measured on planar samples. The secondary electron yield depends on various aspects, e.g., the kinetic energy of the incident electrons, the physical properties of the dust material, the size and shape of the dust grains and also on different electron-dust impact geometry [1,7–9].

Electron emission and concomitant charge accumulation near the surface of insulators is central to understanding spacecraft charging [10]. On the other hand, a study of variations of electron emission yields as a result of internal charge buildup due to electron dose plays a significant role in the electron microscopy.

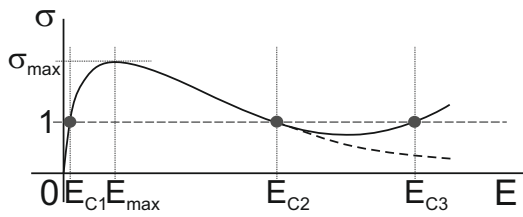
The electron emission properties of conductors are relatively easy to measure (e.g., [11]), in contrary to di-

electrics because yield measurements on them are more difficult due to their charging (e.g., [12–17]). Surface potentials resulting from the accumulated charge can affect yields by altering incident (or landing) energies or by affecting the escape energies of secondary electrons (SEs) and backscattered electrons (BSEs). Accumulated charge in insulators interacts with incident charged particles through Coulomb interactions and affects electron emission.

The total electron yield,  $\sigma$ , is the ratio of emitted flux to incident flux. By convention, the SE yield,  $\delta(E)$  is the ratio for emitted electrons with energy  $<50$  eV, and the BSE yield,  $\eta(E)$  is the ratio for emitted electrons with energy  $>50$  eV. A typical profile of the secondary emission yield as a function of the energy of primary electrons,  $E$  is shown in Figure 1. The total yield curve can be characterized in terms of the following parameters [10]: the first and second crossover energies,  $E_{C1}$  and  $E_{C2}$ , which occur when the total yield is equal to unity and no net charge is deposited; the yield peak,  $\sigma_{\text{max}}$ , which is the maximum yield and occurs between the crossover energies at  $E_{\text{max}}$  (the maximum yield is typically found between 200 and 1000 eV); and the rate at which the yield approaches the asymptotic limit.

For planar samples or large dust grains exposed to an electron beam,  $\sigma$  decreases monotonously with the beam energy above  $E_{C2}$ . However, Němeček et al. [3] found that micron-sized glass grains exhibit a new rise of  $\sigma$  in the keV range of beam energies. Richterová et al. [18] showed that this effect is general and can be observed for all grains of an appropriate size. The increase of  $\sigma$  leads to a presence

<sup>a</sup> e-mail: jiri.pavlu@mff.cuni.cz



**Fig. 1.** An example of electron emission yield profile as a function of the primary beam energy and an determination of parameters. The full line represents small grains and the dashed line stands for planar samples.

of a new, third crossover energy,  $E_{C3}$  (Fig. 1). It should be noted that  $\sigma$  does not decrease below unity for any energy above  $E_{\max}$  for very small grains from materials with sufficiently large  $\sigma_{\max}$  and no second and third crossover energies can be observed in this case [18].

The aim of this work is to determine experimentally an evolution of the second crossover energy profile of carbon dust grain under continuous electron beam irradiation. Different variations of the yield were referred in the literature for metals as well as for insulators. Baglin et al. [19] illustrated the discrepancies of the secondary electron yield between technical materials and pure metals (realized by 300° bake-out and an argon glow discharge). The authors observed an decrease of secondary electron yields after surface treatments. They explained it by a presence of insulating layers (e.g., oxides as well as adsorbed water) that significantly enhance the emissivity of metal surfaces and thus, various treatments involving a modification of the surface (i.e., ion bombardment) or coatings can reduce the secondary electron yield of such materials.

Similar results presented by Le Pimpec et al. [20] show that the yield of technical aluminium surface under electron conditioning decreases with the increasing electron dose until it reaches a saturation. Many other studies dealt with insulating materials because these dielectrics are submitted to continuous electron beam irradiation in scanning electron microscopes (SEM). In this case, they have a tendency to accumulate negative charges and consequently to repel the incident beam during their observations (e.g., [16,17,21,22]).

In this paper, we study the changes of electrical properties of carbon surface under impact of energetic electrons. Our investigation method is based on levitation of a single charged grain in the quadrupole. We have used 1–6  $\mu\text{m}$  spherical samples from amorphous carbon. These grains were charged/discharged by an electron beam with the energy tunable in a range from 40 V to 10 keV. During this process, the grain charge is continuously monitored. If the grain is charged by an appropriate energy (1–4 keV in our experimental conditions), its charge (and corresponding surface potential and the surface electric field) is set to a value when the yield of secondary emission is equal to unity. Our investigations reveal that this energy changes proportionally to the grain potential. This effect can be attributed to an increase of the yield of secondary emission due to a large electric field at the grain surface. Moreover, we have observed a shift of charging characteristics after a long-time electron bombardment. It suggests that the surface layers are modified by the impinging electrons.

## 2 Experiment description and methodology

A single grain is trapped in the cylindrical-symmetric electrodynamic quadrupole trap under high vacuum conditions (about  $10^{-6}$  Pa). The quadrupole frequency and voltage is set to achieve adiabatic conditions over a wide range of the grain charge. Using the electronic damping system, we can either to damp or stabilize the amplitude of grain oscillations in each direction. The grain is illuminated with a red laser light. The dispersed light is detected by a system of lens, image intensifier, and position sensitive detector. Therefore, we can detect the actual grain position in the trap and the frequency of its oscillations [23]. From the motion equations of the grain in the trap, we can determine the actual specific charge (charge-to-mass ratio) when we know the trap radius,  $R$ , the voltage,  $V_{\text{eff}}$ , and frequency,  $f_{\text{trap}}$  of its electric supply, and the grain oscillation frequency,  $f_{\text{grain}}$ :

$$\frac{Q}{m} = \pi^2 R^2 \frac{f_{\text{trap}} f_{\text{grain}}}{V_{\text{eff}}}. \quad (1)$$

Using the electron gun with the energy tunable from few tens of eV up to 10 keV, we can charge the grain both positively and negatively. The ion gun is installed to allow the surface treatment of the trapped grain (a detailed description of the experiment can be found in [23–25]).

The experimental set-up allows us to measure only the grain specific charge according to equation (1). All other parameters of the grain and/or charging processes should be determined by appropriate techniques that are based on estimations of the net current on the grain.

The grain is electrically isolated in the trap, therefore if we measure its charge as a function of time, the derivative of the charge is a sum of all currents going onto or from the grain. Note that the negative surface potential can be as high as few keV and the energy of primary electrons has to be computed from the difference between the electron gun energy and surface potential. As the grain charge changes, the primary energy (supposing fixed beam energy) and the secondary emission yield changes too. A brief description of few methods related to estimations of the secondary emission yield follows. An interested reader can find details on these methods in [25].

### 2.1 Grain surface potential, capacity, and size

With a sufficiently low primary electron energy, the yield is less than unity for any material. Primary electrons increase the negative grain charge until its surface potential



reaches the energy of the electron beam and no more electrons can hit the grain. Under these conditions, we can suppose that the surface potential,  $\phi$  of the grain is equal to the beam energy (which is set on the electron gun and therefore known). We apply the spherical grain, thus

$$\phi = \frac{1}{C_s} \frac{Q}{m} = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} r^2 \frac{Q}{m}. \quad (2)$$

According to this equation, we can estimate directly the specific capacity,  $C_s$  and when the grain mass density is known, we can compute the radius,  $r$ . The ratio of the surface potential and the radius equals to the electric field at the grain surface,  $F$ .

## 2.2 Secondary emission yield

When the grain is charged by the electron beam with a particular energy  $E_b$ ,  $E_{C2} < E_b < E_{C3}$  its surface potential  $\phi$  can reach large negative values and the energy of electrons impinging the grain surface,  $E$ , decreases:

$$E = E_b - e\phi. \quad (3)$$

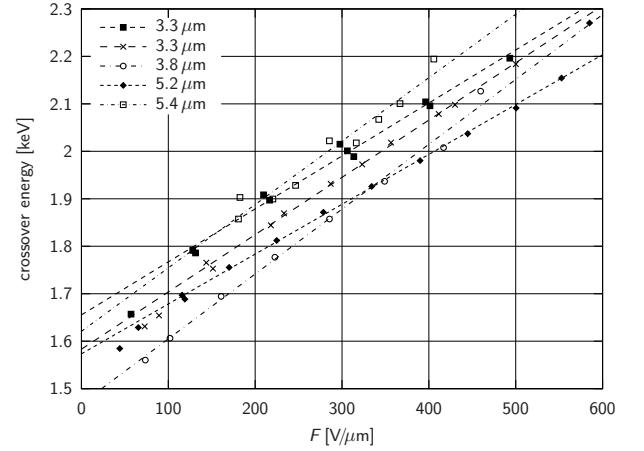
The charging process stops when  $E$  reaches the second crossover energy. If we change the beam energy, the grain starts to charge or discharge because the electron emission yield differs from unity. We differentiate the charge with respect to time to get the charging current. This current is given by the equation:

$$I(E) = (\sigma(E, F) - 1) I_{b0} \left(1 - \frac{e\phi}{E_b}\right) \quad (4)$$

where  $I_{b0}$  is the current onto the uncharged grain ( $\phi = 0$ ) that can be determined from the grain size and the beam current density. The term in the last brackets reflects the change of the grain cross-section with the grain potential. If a possible (and unknown) dependence of  $\sigma$  on the surface electric field is omitted, the measurement provides directly  $\sigma$  as a function of the beam energy. Otherwise, the measurements should be repeated many times with different beam energies and it would allow us to plot a 3D plot of  $\sigma$  as a function of both  $E$  and  $F$ . However, it should be noted that the measurements that use currents are based on many assumptions like the homogenous electron beam, spherical grain of a known mass density, etc. and they are not too reliable.

## 2.3 Crossover energy

A rough estimation of the dependence of  $\sigma$  on the electric field can bring the measurement of the crossover energy  $E_{C2}$ . When the grain is illuminated with an electron beam (fixed energy), its charge is in a stable equilibrium. Approaching electrons are decelerated by a negative potential of the grain and the final energy is a difference between the grain surface potential and the gun energy. If the grain has lower charge than the equilibrium one, the energy of



**Fig. 2.** The crossover energy as a function of the surface electric field for different grain diameters.

impacting electrons is higher, yield is less than unity and the grain is charged toward higher negative potential. If the charge is greater than the equilibrium, the yield is higher than unity and the grain charge decreases.

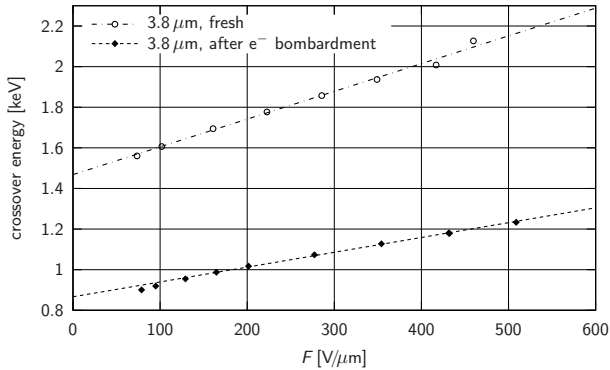
Therefore, the grain reaches the charge, where a difference between the surface potential and gun energy is exactly equal to the crossover energy. Varying the gun energy, we can get the crossover energy for different grain potentials. The method provides only one point on the whole  $\sigma(E, F)$  profile but this point is determined very reliably because the method is not based on currents.

## 3 Results

We have measured the second crossover energy,  $E_{C2}$  for several carbon grains of different diameters. As the best parameter that sorts the data, we found the surface field intensity,  $F$  and thus the  $E_{C2}$  is plotted as a function of  $F$  in Figure 2. It can be seen that  $E_{C2}$  depends on  $F$  linearly in a broad range of surface fields starting from  $\approx 50$  V/ $\mu\text{m}$  up to the field that is sufficient for the field emission (500–600 V/ $\mu\text{m}$ ). The sequences measured on different grains just after their trapping (i.e., without a preliminary treatment) do not exhibit any systematic dependence on the grain diameter.

We think that the observed shift of the second crossover energy in Figure 2 is connected with the overall increase of  $\sigma$  due to a strong electric field at the grain surface. This field leads to a thinning of the potential barrier at the grain surface and more electrons are able to escape into vacuum. Such effect would be independent on the beam energy and thus our hypothesis can be confirmed by measurements of  $\sigma$  as a function of the beam energy on grains charged to different surface potentials. We will discuss this point later.

Although the dependences in Figure 2 are generally similar, the measurements of grains with various radii differ in the both value and slope. We think that the

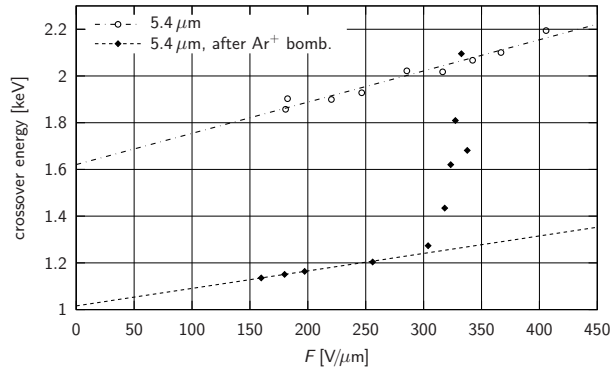


**Fig. 3.** The crossover energy as a function of the surface electric field prior to and after the electron treatment of the grain.

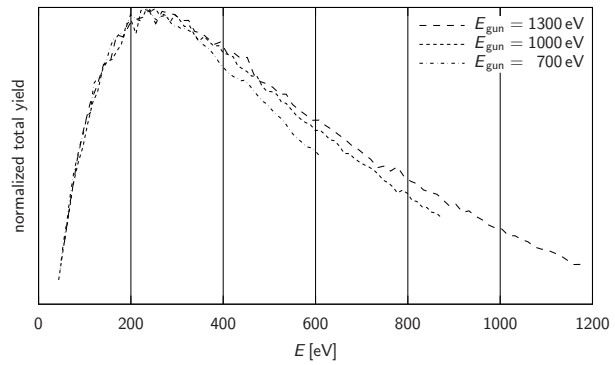
differences in the slope can be attributed to errors in a determination of the surface electric field. We calculate the electric field under assumption of sphericity of the grain (Eq. (2)) but individual grains can exhibit deformations that increase locally the field intensity.

Differences in values of  $\sigma$  measured on grains can be again partly connected with an error in a grain radius determination and partly with differences in cleanliness of the grain surfaces. The effect of the surface layers can be estimated from a comparison of measurements carried out on an untreated grain and repeating the same measurements after several hours of the electron bombardment. Such observation is present in Figure 3.  $E_{C2}$  increases with  $F$ , however, the slopes slightly differ for fresh and treated grain and the values of  $E_{C2}$  are significantly lower after treatment. We think that the effect of the electron treatment is connected with the overall decrease of the secondary emission yield due to the electron induced desorption. As noted above, such effect was reported for example by Dennison et al. [21] for technical Al samples. We believe that we observe a similar effect because we noted a slow relaxation of  $E_{C2}$  towards the values prior to the treatment with a characteristic time of several tens of hours. This slow recovery suggests that not only absorption of a surface layer but some chemical reactions [20] are required to return  $\sigma$  to the values prior to an electron irradiation.

In order to confirm the effect of the surface layer, we have applied the ion beam for surface cleaning. The grain was illuminated simultaneously by the keV electron and keV Ar ion beams. The beams were applied on a preliminary negatively charged grain and the ion current was kept to be lower than that of electrons. Measurements prior to and after the treatment are shown in Figure 4. One can note that the effect of combined ion and electron beams is similar to the case when the only electron beam was used. However, the combined beams were applied only for several minutes, whereas a comparable shift was achieved after several hours of the electron bombardment. A similarity of electron and ion beam effects is broken at  $F \approx 300 \text{ V}/\mu\text{m}$ . At this field, the crossover energy rapidly increases after the ion bombardment. The increase



**Fig. 4.** The crossover energy as a function of the surface electric field prior to and after the  $\text{Ar}^+$  ion treatment of the grain.



**Fig. 5.** The normalized total yield (with respect to  $\sigma_{max}$ ) as a function of the incident energy for three electron beam energies.

is so rapid that it cannot be explained by a rise of  $\sigma$  and we suggest that the field emission current is added to the secondary emission current and causes an apparent increase of the crossover energy. This effect will be a subject of separate investigations but we would like to note that the observed threshold is consistent with earlier investigations of electron field emission from dust grains of different materials [26].

The observed changes of the crossover energy can be caused either by an overall increase of  $\sigma$  or by a broadening of the peak on the  $\sigma(E)$  profile. To resolve between these two possibilities, we measured this profile for several electron beam energies. Due to the mentioned problems with determinations of absolute values, the profiles in Figure 5 are normalized with respect to  $\sigma_{max}$ . These preliminary results suggest that a broadening of the  $\sigma_{max}$  peak with the increase of the surface electric field. We should note that this conclusion does not follow directly from Figure 5 because the surface field continuously changes along the measured profile. However, the profiles measured with the electron beam with higher energy were observed with a large charge (and larger surface field) on the grain. Nevertheless, a possible change of the shape of the  $\sigma_{max}$  profile

with the electric field is surprising because it implies a declination of this profile from the universal curve [6]. A further investigation and modeling is required to finally solve which part of secondary electrons (backscattered primary electrons or true secondary electrons) is responsible for observed broadening.

#### 4 Summary and discussion

The secondary electron emission yield from the amorphous carbon grains is significantly affected by the electric field of the order of 100 V/ $\mu\text{m}$ . We have observed a linear increase of the crossover energy with the increasing electric field. The crossover energy values are similar for different grain sizes. However, we should note that the diameters of investigated grains differ by a factor of 2 and this difference cannot lead to a notable change of  $\sigma$  [18].

We have observed the effects of a long-time electron irradiation. After few hours of bombardment with the energy between 2 and 3 keV (the current impacting the grain was of the order of  $10^4$  e<sup>-</sup>/s), the crossover energy decreases significantly. This implies the decrease of the secondary emission yield, at least for energies around the crossover energy. We suggest that this decrease is caused by removal of an adsorbed layer from the grain surface [27].

The decrease of the surface field sufficient for field emission has been observed after the Ar<sup>+</sup> bombardment. Observed decrease of field emission threshold is probably caused by surface structure changes. Using the SEM techniques, we found that an ion irradiation increases roughness of the grain surface [28] that can increase a local electric field allowing higher field emission currents. This effect is remarkable in the case of carbon nanotubes. Somani et al. [29] report the field emission threshold of these materials as low as 2 V/ $\mu\text{m}$  but this value refers to the measurements far away from the emitter surface. Their actual value of the field at the surface is unknown but the small ( $\approx 20$  nm) curvature of the nanotubes suggests that the real surface field would be by a factor of 10–100 larger.

It is generally expected that the charge accumulated on the surface and corresponding repulsive electrostatic forces could fragment the grains. Since the total charge,  $Q$ , and the grain radius,  $R$ , are known, we can simply integrate the electrostatic force over the surface to get the expression of tensile stress,  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{1}{2\epsilon_0} \left( \frac{Q}{4\pi R^2} \right)^2. \quad (5)$$

We can express the surface field,  $F$ , in terms of charge and radius:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R^2}, \quad (6)$$

therefore substituting (6) into (5), we get

$$\sigma = \frac{1}{2} \epsilon_0 F^2. \quad (7)$$

The field emission limit of surface field is about 700 V/ $\mu\text{m}$  which gives the stress about 2 MPa. This value is significantly lower than the flexural strength specified by the manufacturer of used carbon grains, 210 MPa. Comparing above numbers, we can conclude that the field emission prevents our compact grains from electrostatic fragmentation. On the other hand, the electrostatic fragmentation can destroy the clusters of grains or weakly bounded aggregates.

The decrease of the crossover energy after the ion bombardment can be attributed to the surface cleaning. The surface adsorbate which can increase the electron emission yield [30] is removed more effectively by ions than by electrons [31].

The presented work was partly supported by the Research plan MSM 0021620860 that is financed by the Ministry of Education of the Czech Republic, partly supported by the Czech Grant Agency under Contracts 202/08/0063, 202/08/H057 and 202/08/P066. M. Beránek and I. Richterová also thank the Grant Agency of Charles University for support (GAUK 146207).

#### References

1. C.K. Goertz, Rev. Geophys. **27**, 271 (1989)
2. B. Walch, M. Horányi, S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **75**, 838 (1995)
3. Z. Němeček, J. Pavlů, J. Šafránková, I. Richterová, I. Čermák, in *Dusty Plasmas in the New Millennium, AIP Conference Proceedings*, edited by R. Bharuthram, M. Hellberg, P. Shukla, F. Verheest (American Institute of Physics, Melville, New York, 2002), Vol. 649, pp. 378–381
4. B. Draine, E. Salpeter, Astrophys. J. **231**, 77 (1979)
5. E. Sternglass, *Theory of secondary electron emission under electron bombardment*, Scientific Paper 6-94410-2-P9, Westinghouse Research Laboratories, Pittsburgh (1957), p. 35
6. E.J. Sternglass, Phys. Rev. **108**, 1 (1957)
7. M. Rosenberg, D.A. Mendis, D.P. Sheehan, IEEE Trans. Plasma Sci. **27**, 239 (1999)
8. M. Horányi, S. Robertson, B. Walch, Geophys. Res. Lett. **22**, 2079 (1995)
9. V. Chow, D. Mendis, M. Rosenberg, IEEE Trans. Plasma Sci. **22**, 179 (1994)
10. S. Clerc, J. Dennison, R. Hoffmann, J. Abbott, IEEE Trans. Plasma Sci. **34**, 2219 (2006)
11. N. Zamoski, P. Kumar, C. Watts, T. Svimonishvili, M. Gilmore, E. Schamiloglu, J. Gaudet, IEEE Trans. Plasma Sci. **34**, 642 (2006)
12. K.I. Grais, A. Bastawros, J. Appl. Phys. **53**, 5239 (1982)
13. J. Cazaux, J. Appl. Phys. **85**, 1137 (1999)
14. A. Melchinger, S. Hofmann, J. Appl. Phys. **78**, 6224 (1995)
15. A. Sim, J. Dennison, C. Thomson, Bull. Amer. Phys. Soc. **50**, 1185 (2005)
16. E. Rau, Appl. Surf. Sci. **254**, 2110 (2008)
17. E. Rau, S. Fakhfakh, M. Andrianov, E. Evstafeva, O. Jbara, S. Rondot, D. Mouze, Nucl. Instrum. Meth. B **266**, 719 (2008)

18. I. Richterová, J. Pavlů, Z. Němeček, J. Šafránková, *Phys. Rev. B* **74**, 235430 (2006)
19. V. Baglin, J. Bojko, O. Gröbner, B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein, M. Taborelli, in *EPAC 2000 Contributions to the Proceedings*, edited by M. Regler (Joint Accelerator Conferences Website (JACoW), 2000), EPAC, pp. 217–221  
<http://www.JACoW.org/>
20. F. Le Pimpec, R. Kirby, F. King, M. Pivi, *J. Vac. Sci. Technol. A* **23**, 1610 (2005)
21. J. Dennison, A. Sim, C. Thomson, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34**, 2204 (2006)
22. S. Fakhfakh, O. Jbara, S. Rondot, E. Rau, Z. Fakhfakh, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 105402 (2008)
23. I. Čermák, E. Grün, J. Švestka, *Adv. Space Res.* **15**, 59 (1995)
24. P. Žilavý, Z. Sternovský, I. Čermák, Z. Němeček, J. Šafránková, *Vacuum* **50**, 139 (1998)
25. J. Pavlů, A. Velyhan, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák, P. Žilavý, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 704 (2004)
26. J. Pavlu, I. Richterova, Z. Nemecek, J. Safrankova, I. Cermak, *Faraday Discuss.* **137**, 139 (2008)
27. J. Pavlů, I. Richterová, J. Šafránková, Z. Němeček, *Adv. Space Res.* **38**, 2558 (2006)
28. I. Richterová, D. Fujita, J. Pavlů, Z. Němeček, J. Šafránková, in *XXVIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, edited by J. Schmidt, M. Šimek, S. Pekárek, V. Prukner (Institute of Plasma Physics AS CR, v.v.i., Prague, 2007), pp. 2263–2266
29. S. P. Somani, P.R. Somani, M. Tanemura, S. Lau, M. Umeno, *Curr. Appl. Phys.* **9**, 144 (2008)
30. A. Shih, J. Yater, P. Pehrsson, J. Butler, C. Hor, R. Abrams, *J. Appl. Phys.* **82**, 1860 (1997)
31. M. Jeřáb, I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, Z. Němeček, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35**, 292 (2007)

# Dust as a Gas Carrier

Martin Beránek, Marek Vyšinka, Jiří Pavlu, Ivana Richterová, Zdeněk Němeček, and Jana Šafránková

**Abstract**—Dust in space can collect particles from surrounding plasma and transport them over long distances. Release of the implanted particles can then change the mass composition in a particular place of the space. The depth of ion penetration into the dust body strongly depends on an initial mutual energy and differs with ion species as well as with the grain composition. The same holds for diffusion constant of implanted ions (already neutralized) exiting back to the free space. We have used our measurements of the release of Ar ions implanted into glassy carbon dust grains for determination of the diffusion coefficient. Our calculations provide the limits for the amount of gas that can be dissolved in the grain as well as its release rate. We discuss the influence of the dust sputtering and dust temperature on the aforementioned quantities.

**Index Terms**—Dust charging, gas diffusion, interplanetary dust.

## I. INTRODUCTION

**D**UST as a common constituent of space as well as laboratory plasmas is bombarded by energetic ions (e.g., dust in the solar wind is exposed to  $H^+$  of about 1 keV,  $He^{++}$  of about 4 keV, etc.). Ions not only modify and sputter the dust surface but also can penetrate into the material of the grain itself. Then, the diffusion starts to release atoms, and its rate depends on the diffusion coefficient that is generally an exponential function of temperature.

In the interplanetary space, the dissolved ions (already neutralized) could be transported in the dust safely across long distances due to a low temperature. Once the gas leaves the grain, it becomes usually ionized again quickly by solar UV or by charge exchange. The ions are picked up by the interplanetary magnetic field and carried outward with the solar wind as a distinct component of the solar wind called pick-up ions [1]. Pick-up ions are often considered to be produced by ionization of neutral interstellar gas that penetrates the solar system [2]. Dust interactions with the solar wind provide a further source that contributes to a different elemental composition of the pick-up ion population. Pick-up ions are clearly identifiable due to their distinctive charge state and velocity distribution [3]. Dust may contribute to the formation of pick-up ions through a number of processes: 1) sublimation of the grain material; 2) sputtering of the grain due to an ion bombardment; 3) by recycling of solar-wind particles into pick-up ions by

adsorption and desorption; and 4) by release of the atoms that were previously implanted and stored in the grain.

It is known that the surface layers of lunar samples are doped with solar-wind particles. Banks [4] studied theoretically this effect for dust grains. Rajan *et al.* [5] reported large  $^4He$  concentrations in collected micrometeorites (e.g., small interplanetary particles which enter the Earth's atmosphere without being melted by frictional heating), and the authors concluded that this helium comes from the implanted solar wind. Nier [6] performed experiments to determine the amount and isotopic composition of helium and neon found in individual interplanetary dust particles collected in the Earth's stratosphere in order to distinguish between particles of cometary and asteroidal origin. He found that the  $^4He$  degassing pattern of the dust is comparable to that of the lunar samples. However, while implantation of heavier ions would also be expected, heavier elements have not been measured. Based on observations of solar-wind implantation, Fahr *et al.* [7] suggested that the implantation of solar-wind particles into the surface layer of dust can lead to subsequent desorption of neutrals. They predicted that, inside 0.5 AU (0.05 AU, respectively), the density of neutral hydrogen (helium, respectively) produced by this process exceeds that of the interstellar hydrogen (helium, respectively) found at these distances from the Sun. The amount of dust-generated neutral molecular hydrogen was calculated by Gruntman [8]. He considered the efficiency of various processes for conversion of the  $H_2$  molecules to  $H_2^+$  ions and their subsequent destruction. He concluded that a significant part of  $H_2^+$  ions should survive and make unique molecular pick-up ions.

Vernazza *et al.* [9] analyzed the sources of reddening of asteroid surfaces. They concluded that implantation of solar-wind ions is the favorite mechanism causing reddening. Plainaki *et al.* [10] modeled space weathering processes that take place on the surfaces of near-Earth objects. Starukhina [11] studied deposition of solar-wind ions on the surface of Moon. She identified polar regions as possible repositories of gases related to the solar wind.

In the laboratory plasma, e.g., in tokamaks, dust can accommodate plasma ions—retention of tritium and deuterium being particularly important for safety reasons [12]. Yoshida *et al.* [13] studied the carbon–tungsten dust prepared by deuterium arc discharge and measured the desorption rate of heated samples. They concluded that the deuterium concentration in the carbon dust was estimated to be 0.2 of the atomic ratio (D/C) and even higher in carbon–tungsten grains, and they suggested to increase the temperature of the outer walls. Since the dust is charged, it moves and accelerates within the tokamak [14]. Rudakov *et al.* [15] examined a migration of dust in the DIII-D tokamak, and they gave an experimental evidence that a

Manuscript received July 10, 2009; revised October 29, 2009. First published January 19, 2010; current version published April 9, 2010. This work was supported in part by the Research plan MSM 0021620860 financed by the Ministry of Education of the Czech Republic, by the Czech Grant Agency under Contracts 202/08/P066 and 202/08/H057, and by the Grant Agency of Charles University (GAUK 146207).

The authors are with the Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, 180 00 Prague, Czech Republic (e-mail: jiri.pavlu@mff.cuni.cz).

Digital Object Identifier 10.1109/TPS.2009.2038219

micrometer-sized carbon dust contained in a tokamak divertor can become highly mobile and reach the core plasma. However, a dust contribution to the core contamination is still unclear.

As a side effect of measurements of sputtering yields, it was also found recently [16] that carbon traps ions at the surface more efficiently than metallic materials, which may significantly bias mass loss measurements on samples that have been subjected to high irradiation doses ( $\text{Xe}^+$  in this particular case).

Based on these observations, we can expect that the mass of the dust grain exposed to the ion bombardment can increase with time as the sputtering could be less efficient than trapping in some cases. These ions (now neutrals) can later diffuse within the grain and leave it when they reach the surface. In this paper, we focus on the observation of the diffusion and successive desorption of Ar ions in the micrometer-sized amorphous carbon sphere. The mass-change rate is evaluated and successfully modeled.

## II. EXPERIMENT

The experiment has been performed on a single glassy carbon grain trapped inside the cylindrical quadrupole electrodynamic trap. The frequency of the grain oscillations inside the trap is proportional to the ratio of the grain charge and its mass [17], [18]. Special techniques described in [19] can be used for determination of the other parameters of the investigated grain. The optical detection of the motion of the grain and electrical damping of its oscillations allow us to perform measurement under UHV conditions ( $10^{-7}$  Pa) and hold the grain in the trap for a long period (on the order of weeks) [17]–[19].

The analyzed spherical glassy carbon samples have been produced by HTW Hochtemperatur-Werkstoffe. The diameter of the grains lies between 1 and 5  $\mu\text{m}$ . According to the specification of the manufacturer, grains are amorphous and isotropic with the mass density of  $1500 \text{ kg/m}^3$ . The specific resistance ( $50 \Omega \cdot \mu\text{m}$ ) is low enough to prevent the presence of electric field inside the grain.

The glassy carbon grain with a mass of  $(6.27 \pm 0.01) \cdot 10^{-15} \text{ kg}$  and a diameter of 1.93  $\mu\text{m}$  has been trapped and treated with an  $\text{Ar}^+$  beam for 8 h. The energy of impinging ions was 7 keV. The total current of ions has been approximately 35 000 particles per second, and the corresponding beam intensity is on the order of nanoamperes per square millimeter. This value was determined from the initial field ion emission current measured on another grain after switching the ion gun off.

The surface potential of the grain was held low enough to eliminate the ion field emission [20] using simultaneous electron bombardment. After the treatment, the grain was held in the trap for a few days, and its charge-to-mass ratio was continuously monitored. According to our previous observations [19], the charge of the trapped grain remains constant over days when there is neither field emission nor beams of charged particles. Because of the constant charge of the grain, we attributed the observed changes of specific charge to variations of the grain mass. Note that we can observe relative changes of the mass on the order of  $10^{-4}$ . This long-term stability has been achieved subtracting the temperature drift.

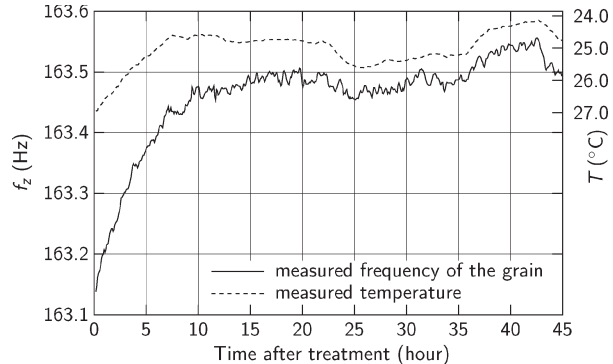


Fig. 1. Measured frequency of oscillations of the grain and the ambient temperature.

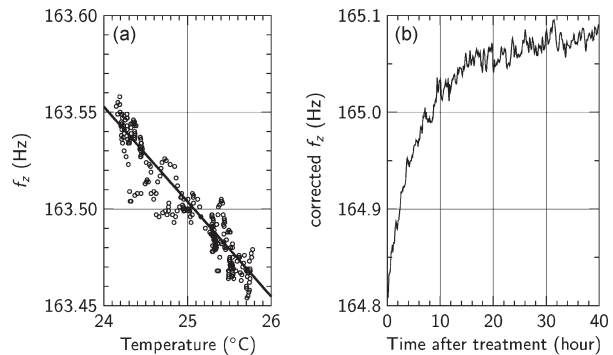


Fig. 2. (a) Correlation between the temperature and frequency after 25th hour. (b) Frequency of the grain corrected for the temperature drift.

### A. Correction of the Temperature Drift

In our experiment, there are many devices and circuits that are potentially sensitive to the change of temperature. It is not possible to analyze each device independently; therefore, we found out an appropriate temperature correction experimentally through the following procedure: We have measured the frequency of the grain oscillation together with the ambient temperature (Fig. 1). Under the assumption that there is no measurable change in the charge-to-mass ratio after a sufficiently long time, we fit a linear dependence between the measured temperature and oscillation frequency starting at 25th hour after treatment [Fig. 2(a)], when the frequency copies the measured temperature (compare the lines in Fig. 1). Furthermore, we have applied this fit to correct the measured frequency in the full range of time [Fig. 2(b)]. We suggest that the remaining roughly exponential increase of the frequency (which is directly proportional to the charge-to-mass ratio) after the treatment is caused by deposited Ar atoms leaving the grain due to diffusion.

## III. DIFFUSION COEFFICIENT

We have utilized a simple model of diffusion to find a diffusion coefficient  $D$ . We neglect the surface effects and compute the diffusion inside the homogeneous grain. Since the

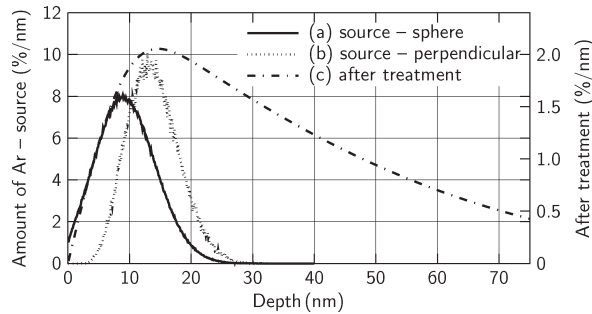


Fig. 3. [(a) and (b)] Probability of deposition of the 7-keV Ar ion in a given depth (left axis) and computed by the SRIM code [21]. (c) Distribution of Ar after 8 h of treatment (right axis).  $D = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{s}$  and  $N = 35\,000 \text{ s}^{-1}$ .

problem has a radial symmetry, the general equations of the diffusion can be written as

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\rho) \quad (1)$$

$$J = -D \frac{\partial \rho}{\partial r} \quad (2)$$

where  $\rho$  is the mass density and  $J$  is the mass flux. The density of gas outside the spherical grain is set to zero in our model; therefore, the mass of argon leaving the grain of radius  $R$  due to the diffusion according to (2) is

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R^2 \cdot D \cdot \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (3)$$

During the treatment, there is an additional source term representing the incoming argon ions. We have computed the distribution  $f(x) dx$  of the impinging ions deposited in a given depth under the surface by the SRIM code [21], [22]. We suppose that the grain rotation in the trap is fast enough to distribute the incoming ions with a radial symmetry. The radial distribution of 7-keV Ar ions is shown in Fig. 3. The dotted line stands for the profile provided by the SRIM code that expects a perpendicular impact of ions. The full line considers the effect of varying incident angles over the sphere [23].

Having the total number of impinging ions per second, i.e.,  $N$ , we can modify (1) in the following way:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\rho) + \frac{Nm_{\text{Ar}}f(R-r)}{4\pi r^2} \quad (4)$$

where  $R$  is radius of the grain and  $m_{\text{Ar}} = 6.64 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$  is the mass of the argon atom.  $f(R-r)$  represents a source term shown in Fig. 3 (profile a). The analytic expression of the source term is unknown; nevertheless, we can solve the equations numerically.

We have modeled the conditions in our experiments, i.e., the 8-h-long treatment (4) and the subsequent diffusion without the source term (1). Distribution of argon just after the treatment is shown in Fig. 3 as the dashed-dotted line.

The results of our model for various values of diffusion coefficients have been compared to the measured data. We are not able to measure the change of mass during the treatment, but

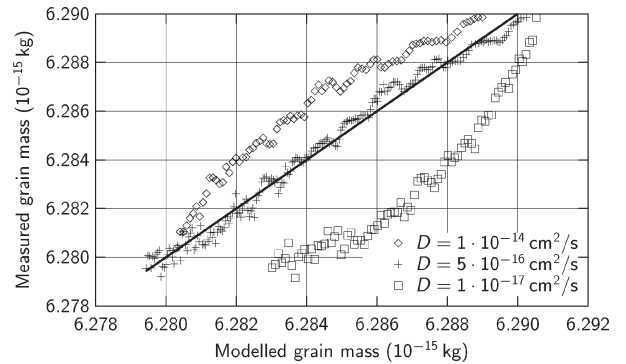


Fig. 4. Relation between the measured mass of the grain and the modeled mass at the same time after treatment for three diffusion coefficients.

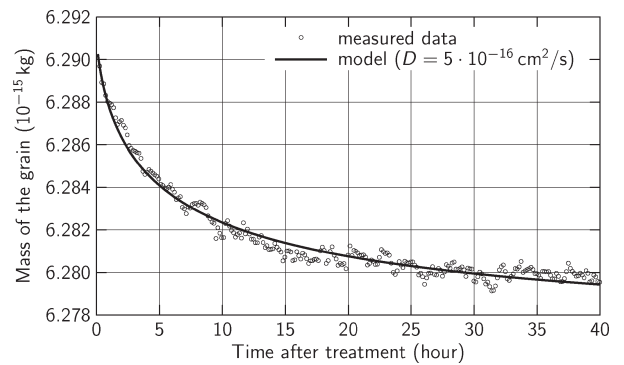


Fig. 5. Change of the grain mass in time. The parameters of the model ( $D = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{s}$ , treatment: 8 h, incident current: 32 400 particles per second) are chosen according to the best fit in Fig. 4.

we compare the model and measured data in the period after the treatment. A modeled mass of the grain versus measured mass at the same time is shown in Fig. 4 for three values of  $D$ . The uncertainty of absolute values of the primary current and the final mass of the grain imply uncertainty of the linear scaling of the model result. Nevertheless, the relation is close to linear for the diffusion coefficient,  $D = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{s}$  only, and the value of incident current, 32 400 particles per second, is in good agreement with the value estimated from other measurements. The value of diffusion coefficient will be used in further considerations. In order to demonstrate the agreement between measurement and model, the data from Fig. 4 are replotted in Fig. 5 that compares the computed and measured temporal changes of the grain mass.

#### IV. AMOUNT OF THE GAS DISSOLVED

##### A. Stable Solution of Diffusion Equation

In our experiment, we have implanted more than  $10^{-17} \text{ kg}$  of argon into a single  $2\text{-}\mu\text{m}$  glassy carbon grain. This is approximately 0.2% of the total mass. The majority of the gas is dissolved in a thin layer at the surface (see Fig. 3, curve c). The mass fraction of Ar in this layer was about 1%.

After a long treatment, the equilibrium state would be reached when the amount of gas inside the grain remains

constant over time. The diffusion equation without a source term (1) is valid for  $(R - r)$  that is higher than the implantation depth, i.e., approximately 50 nm. This equation can be solved analytically. Angularly independent solution without singularity at the origin is a constant density. The particular value of this density depends on the boundary conditions which are set by the source term in the thin surface layer. The equilibrium density of gas inside the grain is constant in the majority of grain and decreases in the thin layer at the surface (note that, in equilibrium state, there cannot be any flux toward the center). The actual density and its decrease at the surface have been obtained numerically.

We numerically found the stable solution of (4)

$$\frac{d^2}{dr^2} (r\rho(r)) = -\frac{Nm_{\text{Ar}}}{D} \cdot \frac{f(R-r)}{4\pi r^2} \quad (5)$$

in the range of the implantation depth. The conservation of total mass of the gas inside the grain gives us the second boundary condition at the surface

$$\left. \frac{d\rho(r)}{dr} \right|_R = -\frac{Nm_{\text{Ar}}}{D} \frac{\int_0^R f(R-r)dr}{4\pi R^2}. \quad (6)$$

The solution of (5) and (6) depends on a spatial distribution of implanted ions and on the grain radius. The primary current and diffusion coefficient act as the multiplicative factor  $(N/D)$ . The maximum total mass of argon dissolved  $m_{\text{max}}$  depends on the diameter of the grain approximately linearly in the case of fixed number of ions hitting the grain,  $N$ ; in other words, the implanted mass is proportional to the volume of the grain in the case of the fixed ion flux  $I$

$$m_{\text{max}} = \alpha \cdot m_{\text{Ar}} \cdot R \cdot \frac{N}{D} = \alpha \cdot m_{\text{Ar}} \cdot \pi R^3 \cdot \frac{I}{D} \quad (7)$$

where  $R$  is the radius of the grain,  $N$  is the total number of impinging ions per second,  $D$  is the diffusion coefficient, and  $I$  is the flux of ions (particles per square meter per second). A coefficient  $\alpha$  depends on the spatial distribution of implanted ions. An actual value for 7-keV Ar ions on glassy carbon sphere is  $\alpha = 3.08 \cdot 10^{-7}$  cm. Note that (7) is not an analytical solution of (5) and (6) but the linear fit of the numerical results. The difference between numerically computed mass and fit (7) is approximately 0.5% at  $R = 1 \mu\text{m}$  and decreases for larger grains where the implantation depth becomes negligible compared to the grain radius.

When we put the parameters of the investigated 2- $\mu\text{m}$  grain into (7), we get

$$m_{\text{max}} = (1.97 \cdot 10^{-36} \text{ kg} \cdot \text{cm}^2) \cdot N/D = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ kg}. \quad (8)$$

### B. Effect of the Sputtering

The grain sputtering and ion implantation act simultaneously, and rates of both processes are directly proportional to the number of impinging ions. However, the sputtering decreases the grain radius and, according to (7), limits the amount of gas that can be dissolved in the grain. The analysis has shown that

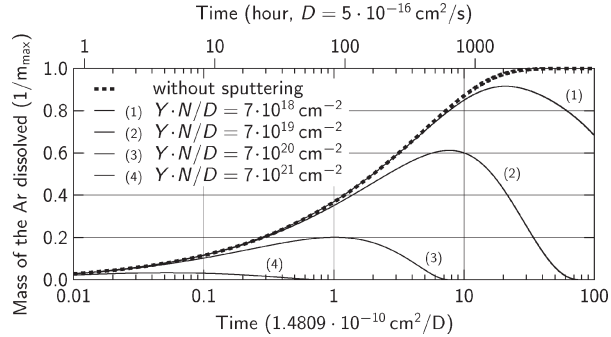


Fig. 6. Modeled increase of the mass of the 2- $\mu\text{m}$  grain under the  $\text{Ar}^+$  bombardment due to the dissolved gas and the sputtering of the material of the grain. The vertical axis is scaled with respect to the maximum amount of the gas (7); the scale of the horizontal axis is such that the unit value represents  $1/e$  of total mass. The investigated grain is represented by the curve (2). Time in hours is shown for the conditions of our measurement.

the dependences of the mass of the dissolved gas on the time of the grain bombardment can be parameterized by a factor  $Y \cdot N/D$ , where  $Y$  stands for the sputtering yield. The results obtained for several values of  $Y \cdot N/D$  are shown in Fig. 6. The dissolved mass is given as a fraction of  $m_{\text{max}}$ , and the time is scaled by  $D$ ; thus, the dashed line can be considered as a universal curve describing a temporal evolution of the implanted mass if the sputtering is neglected. The effect of the grain sputtering is demonstrated by profiles computed for different values of  $Y \cdot N/D$ .

Other parameters influencing the temporal evolution of the dissolved amount of the gas are the grain diameter. Since the dependence on the grain diameter is rather complicated and the computation is time consuming, Fig. 6 shows the results for the 2- $\mu\text{m}$  grain. It allowed us to use other parameters from our experiment ( $N = 35\,000 \text{ s}^{-1}$  and  $D = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{s}$ ) and to put the absolute time scale to the top of the panel. Since the sputtering yield for  $\text{Ar}^+$  is about unity in the kiloelectronvolt range of energies [24], the line 2 describes the cumulated effect of sputtering, implantation, and diffusion under our experimental conditions.

## V. DISCUSSION

The presented numerical results use the value of the diffusion coefficient determined from the experiment. In order to relate this experiment to conditions in the space, we should estimate the dust grain temperature that cannot be directly measured. The temperature of the grain in the vacuum is determined by the radiation balance since the contribution of ion impact to the heating is several orders of magnitude lower. The grain is heated by background environment radiation ( $T_{\text{bg}} \approx 300 \text{ K}$ ) and by the laser beam (635 nm, with an approximate beam intensity of  $1.7 \text{ mW}/\text{mm}^2$ ). The incoming power is compensated by the grain thermal radiation.

We have utilized the MiePlot software [25], [26] to compute the spectral emissivity of the grain. The refractive index of the glassy carbon was set according to [27] and [28]. We integrated the product of emissivity and spectral intensity of a black body radiation over the range of wavelengths, and we



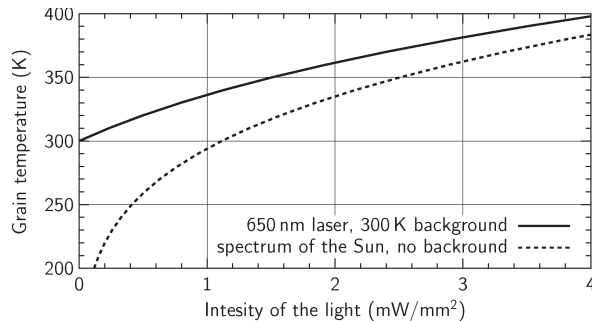


Fig. 7. Equilibrium temperature of glassy carbon grain ( $2\ \mu\text{m}$  in diameter) illuminated (solid line) by the monochromatic 635-nm light and (dashed line) by the Sun light.

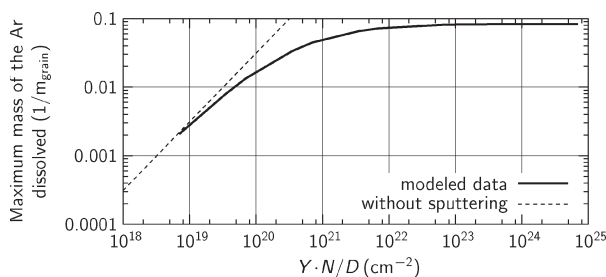


Fig. 8. Maximum amount of Ar dissolved in the  $2\text{-}\mu\text{m}$  grain related to the original mass of the grain  $m_{\text{grain}}$ . Both diffusion and sputtering have been taken into account.

scaled the result to the grain surface area. The result is the total radiated power at a given temperature. A power of the laser beam is multiplied by the emissivity factor ( $\varepsilon_{635\ \text{nm}} = 0.264$ ). Equilibrium temperature plotted versus laser intensity is shown in Fig. 7. We added a similar dependence for the solar spectrum ( $\varepsilon_{\text{Sun}} = 0.286$ ) without background (we neglect the 4-K space background radiation). The comparison of two profiles in this figure shows that the temperature of the grain in our experiment is similar to that expected near the Venus orbit.

An exponential dependence of the diffusion coefficient on the temperature means that this coefficient can differ by several orders of magnitude in different places of the space. The gas accumulated during a long time in the cold interstellar medium can then be quickly released near the Sun and change the mass composition of the pick-up ions.

The change of the diffusion coefficient with temperature influences strongly the amount of the gas that can be dissolved. Fig. 8 shows a computed maximum of the dissolved mass as a function of the  $N/D$  ratio for the sputtering yield,  $Y = 1$ . The dashed line neglects the grain sputtering, and it rises without limitations, whereas the full line exhibits a clear saturation that results from the fact that the grain is sputtered off earlier than the diffusion established an equilibrium density profile of the dissolved gas. However, we should point out that the results for large portions of the dissolved gas should be taken with care because our computation does not include structural changes of the grain that occur due to implantation of ions.

## VI. CONCLUSION

We have presented the measurements of the diffusion of Ar atoms that were implanted into the amorphous carbon grain. This measurement was compared with theoretically obtained solutions of the diffusion equation. Our calculations show that the number of atoms that can be dissolved in a particular grain is directly proportional to its mass and inversely proportional to the diffusion coefficient of a given ion in the grain material. The time needed to reach this saturation level increases with the grain dimensions and decreases with the diffusion coefficient. Under our laboratory conditions, the maximum amount of the dissolved gas is as high as 2.2% of the grain mass, and this equilibrium density would be reached in  $\approx 1000$  h if the grain sputtering is neglected. On the other hand, the sputtering would completely destroy the grain in a comparable time. Since the diffusion coefficient strongly increases with temperature whereas the sputtering rate does not, the grain radiation budget should be taken into account in all considerations.

## ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Prof. Víték for endless discussions.

## REFERENCES

- [1] I. Mann, H. Kimura, D. A. Biesecker, B. T. Tsurutani, E. Grün, R. B. McKibben, J.-C. Liou, R. M. MacQueen, T. Mukai, M. Guhathakurta, and P. Lamy, "Dust near the sun," *Space Sci. Rev.*, vol. 110, no. 3/4, pp. 269–305, Jan. 2004.
- [2] I. Mann, "Interplanetary medium—A dusty plasma," *Adv. Space Res.*, vol. 41, no. 1, pp. 160–167, 2008.
- [3] T. Minato, M. Köhler, H. Kimura, I. Mann, and T. Yamamoto, "Momentum transfer to interplanetary dust from the solar wind," *Astron. Astrophys.*, vol. 424, no. 2, pp. L13–L16, Sep. 2004.
- [4] P. M. Banks, "Interplanetary hydrogen and helium from cosmic dust and the solar wind," *J. Geophys. Res.*, vol. 76, no. 19, pp. 4341–4348, Jan. 1971.
- [5] R. S. Rajan, D. E. Brownlee, D. Tomandl, P. W. Hodge, H. Farrar, and R. A. Britten, "Detection of 4He in stratospheric particles gives evidence of extraterrestrial origin," *Nature*, vol. 267, no. 5607, pp. 133–134, May 1977.
- [6] A. O. Nier, "Helium and Neon in interplanetary dust particles," in *Analysis of Interplanetary Dust Particles*, vol. 310, E. Zolensky, T. L. Wilson, F. J. M. Rietmeijer, and G. J. Flynn, Eds. College Park, MD: AIP, 1994, ser. American Institute of Physics Conference Series, pp. 115–126.
- [7] H. J. Fahr, H. W. Ripken, and G. Lay, "Plasma-dust interactions in the solar vicinity and their observational consequences," *Astron. Astrophys.*, vol. 102, no. 3, pp. 359–370, Oct. 1981.
- [8] M. Gruntman, " $\text{H}_2^+$  pickup ions in the solar wind: Outgassing of interplanetary dust," *J. Geophys. Res.*, vol. 101, no. A7, pp. 15 555–15 568, Jul. 1996.
- [9] P. Vernazza, R. P. Binzel, A. Rossi, M. Fulchignoni, and M. Birlan, "Solar wind as the origin of rapid reddening of asteroid surfaces," *Nature*, vol. 458, no. 7241, pp. 993–995, Apr. 2009.
- [10] C. Plainaki, A. Milillo, S. Orsini, A. Mura, E. de Angelis, A. M. di Lellis, E. Dotto, S. Livi, V. Mangano, S. Massetti, and M. E. Palumbo, "Space weathering on near-Earth objects investigated by neutral-particle detection," *Planet. Space Sci.*, vol. 57, no. 3, pp. 384–392, Mar. 2009.
- [11] L. V. Starukhina, "Polar regions of the moon as a potential repository of solar-wind-implanted gases," *Adv. Space Res.*, vol. 37, no. 1, pp. 50–58, 2006.
- [12] G. Federici and C. Skinner, "Nuclear fusion research: Understanding plasma-surface interactions," in *Tritium Inventory in the Materials of the ITER Plasma-Facing Components*, vol. 78, *Chemical Physics*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, Jan. 2006, ch. 12, pp. 287–317.
- [13] H. Yoshida, M. Taniguchi, K. Yokoyama, Y. Yamauchi, Y. Hirohata, M. Akiba, and T. Hino, "Deuterium retention in carbon dust and

- carbon-tungsten mixed dust prepared by deuterium arc discharge," *J. Nucl. Mater.*, vol. 329–333, pt. 1, pp. 790–794, Aug. 2004.
- [14] P. Shukla and N. Tsintsadze, "Charged dust grain acceleration in tokamak edges," *Phys. Lett. A*, vol. 372, no. 12, pp. 2053–2055, Mar. 2008.
- [15] D. Rudakov, W. West, C. Wong, N. Brooks, T. Evans, M. Fenstermacher, M. Groth, S. Krasheninnikov, C. Lasnier, A. McLean, A. Pigarov, W. Solomon, G. Antar, J. Boedo, R. Doerner, E. Hollmann, A. Hyatt, R. Moyer, and J. Watkins, "Migration of artificially introduced micron-size carbon dust in the DIII-D divertor," *J. Nucl. Mater.*, vol. 363–365, pp. 227–232, Jun. 2007.
- [16] R. D. Kolasinski, J. E. Polk, D. Goebel, and L. K. Johnson, "Carbon sputtering yield measurements at grazing incidence," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 254, no. 8, pp. 2506–2515, Feb. 2008.
- [17] I. Čermák, "Laboruntersuchung elektrischer Aufladung kleiner Staubteilchen," Ph.D. dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Germany, Nov. 1994.
- [18] P. Žilavý, Z. Sternovský, I. Čermák, Z. Němeček, and J. Šafránková, "Surface potential of small particles charged by the medium-energy electron beam," *Vacuum*, vol. 50, no. 1/2, pp. 139–142, May/June 1998.
- [19] J. Pavlů, A. Velyhan, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák, and P. Žilavý, "Mass-loss rate for MF resin microspheres," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 704–708, Apr. 2004.
- [20] M. Jeřáb, I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, and Z. Němeček, "Influence of charging conditions on field ion emission from dust grains," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no. 2, pp. 292–296, Apr. 2007.
- [21] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, *SRIM*, 2009. ver. 2008.04. [Online]. Available: <http://www.srim.org>
- [22] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, *SRIM—The Stopping and Range of Ions in Matter*. Morrisville, NC: Lulu Press Co., 2008.
- [23] M. Vyšínka, J. Vaverka, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková, "Depth profiles of ions implanted into spherical dust grains—A trim based model," in *Proc. Contrib. Papers, Part II—Phys. Plasmas Ionized Media WDS*, J. Šafránková and J. Pavlů, Eds., 2009, pp. 195–201.
- [24] R. Behrisch and W. Eckstein, *Sputtering by Particle Bombardment*, vol. 110, R. Behrisch and W. Eckstein, Eds. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2007, ser. Topics in Applied Physics.
- [25] P. Laven, "Effects of refractive index on glories," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 34, pp. H133–H142, Dec. 2008.
- [26] P. Laven, *MiePlot*, 2009. v4. [Online]. Available: <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>
- [27] C. Jager, H. Mutschke, and T. Henning, "Optical properties of carbonaceous dust analogues," *Astron. Astrophys.*, vol. 332, pp. 291–299, Apr. 1998.
- [28] M. W. Williams and E. T. Arakawa, "Optical properties of glassy carbon from 0 to 82 eV," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 8, pp. 3460–3463, Aug. 1972.



**Martin Beránek** was born in Prague, Czech Republic, in 1983. He received the M.S. degree from Charles University, Prague, in 2007, where he is currently working toward the Ph.D. degree in the Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics.



**Marek Vyšínka** was born in Brno, Czech Republic, in 1984. He received the M.S. degree from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2008, where he is currently working toward the Ph.D. degree in the Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics.

His recent research interest includes the laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.



**Jiří Pavlů** was born in Pardubice, Czech Republic, in 1977. He received the M.S. and Ph.D. degrees from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2001 and 2005, respectively.

Currently, he is a Senior Assistant with the Space Physics Laboratory, Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University. His research interests include the laboratory investigations of elementary processes on dust grains induced by electron, ion, and photon irradiations.



**Ivana Richterová** was born in Český Brod, Czech Republic, in 1979. She received the M.S. degree from Charles University, Prague, Czech Republic, in 2003, where she is currently working toward the Ph.D. degree in the Space Physics Laboratory, Department of Surface and Plasma Science, Faculty of Mathematics and Physics.

Her research is devoted to the laboratory investigation and modeling of elementary charging processes on dust grains.



**Zdeněk Němeček** was born in Prague, Czech Republic, in 1947. He received the M.S., Ph.D., and Dr.Sc. degrees from Charles University, Prague, in 1971, 1982, and 1996, respectively.

Since 1971, he has been holding several positions with the Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, where he currently serves as the Dean. His research interests include the solar-wind interaction with the Earth's magnetosphere and the laboratory simulations of plasma processes.



**Jana Šafránková** was born in Teplice, Czech Republic, in 1947. She received the M.S., Ph.D., and Dr.Sc. degrees from Charles University, Prague, Czech Republic, in 1972, 1982, and 1996, respectively.

Since 1971, she has been holding several positions with the Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, where she is currently the Director of the Department of Surface and Plasma Science and the Head of the Space Physics Laboratory. Her recent research interests include the magnetospheric physics and laboratory simulation of elementary processes in dusty plasmas.

## Self-discharging of Dust Grains by Ion Field Emission

M. Beránek, J. Pavlů, I. Richterová, J. Vaverka, J. Šafránková and  
Z. Němeček

Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

**Abstract.** Dust grains can be charged to a positive surface potential by various processes. Grains of irregular shapes can reach high surface field even with moderate potential and the electric field initiated self-discharging of such charged grains can be of a high importance for determination of its equilibrium charge. We have measured the self-discharging current from single positively charged glassy carbon dust grains trapped in the electrodynamic quadrupole under various conditions. The surface electric field was in the range from 1 to 4 kV/ $\mu\text{m}$ . Measured increase of the current after implanting Ar ions into the grain indicates that the ionization probability of atoms leaving the grain surface is six orders of magnitude higher compared to the ionization of same atoms of surrounding gas.

### Introduction

Small, micron or sub-micron sized solid particles denoted thereafter as dust grains can be found in various plasma environments. Such grains can reach relatively high charge-to-mass ratio by various charging processes. Therefore their motion will be significantly affected by the electromagnetic forces and knowledge of their charge is essential for understanding of their dynamics [Horányi, 1996; Smirnov *et al.*, 2007].

The aim of the present paper is to investigate the self-discharging of the dust grains charged to a positive surface potential. Small and/or irregular grains can reach a very high surface field even for the moderate surface potential and therefore, self-discharging processes related to high positive electric fields are important.

Dust grains immersed in cold plasma are mostly charged to a small negative surface potential due to the electron attachment (e.g., Whipple *et al.* [1985]). However, there are conditions under which grains are charged positively or even both positively and negatively depending on other circumstances such as grain size or its initial charge.

In the plasma, such conditions include, for example the plasma containing negative ions. According to Kim *et al.* [2006], in this environment, both positive and negative grains can be found. In the space, the grains are typically charged mostly to potential about +5 V by photoemission caused by UV radiation [Horányi, 1996]. Hot electrons found in fusion devices (e.g., Sharpe *et al.* [2002]), magnetospheres (e.g., Horányi [1996]) as examples can charge sufficiently small grains to very high positive potentials [Richterová *et al.*, 2010].

The self-discharging of grains charged to high positive potentials is possible due to the field ionization (FI) process. One or more electrons are removed from a neutral particle in the proximity of dust grain by quantum tunneling. An electron is catch by the positive dust grain, discharging it, and remaining positive ion is pushed away. Based on the source of neutral particles to be ionized the self-discharging current can be divided into several components:

- The FI of the surrounding gas - broadly studied in connection with field emission microscopy (e.g., Müller *et al.* [1956]; Joy [1987]; Shimizu and Ding [1992]; Dubus *et al.* [1993]).
- The FI of the gas desorbed from the grain surface (e.g., Tsong [1990]). The desorption rate can be enhanced by the electric field at the surface.
- The FI of the volatile content of the grain material that leaves the surface (note that the ions implanted into the grain by the bombardment with the ion beam can be considered as

## BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION

a volatile content). For example, *Jeřáb et al.* [2007, 2010] studied this effect and developed a simple model of the discharging process.

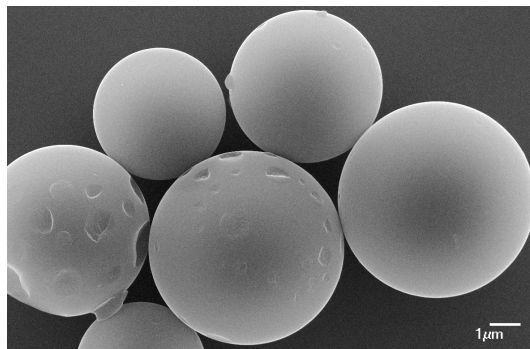
- The field evaporation (and consecutive ionization) of the grain bulk material. This effect was reported for the electric field of the order  $10^{10}$  V/m, however, *Čermák et al.* [1995] found the threshold of FI from spherical glass grains about  $5 \cdot 10^8$  V/m. *Sternovsky et al.* [2001] received similar thresholds for spherical glass and irregular Zn grains. The authors concluded that the electric field above the threshold can be caused by photoemission from nanometer sized grains and field evaporation can lead to their vanishing.

The relative weights of these components of the discharging current depend on experimental conditions and on the grain charging history but all of them discharge the grain simultaneously.

As we noted, experiments performed on single dust grains in laboratory report self-discharging currents observed for surprisingly low electric field values [*Čermák et al.*, 1995; *Sternovsky et al.*, 2001] and discussed a possible relation between discharging current and diffusion of the gas inside grain [*Jeřáb et al.*, 2007, 2010]. However, all these studies neglected one or more components of the discharging current. It is the main reason for this short but comprehensive study of the self-discharging current and related processes.

### Samples and the experimental set-up

Results presented here were obtained on amorphous carbon grains with diameters ranging from 1 to  $5 \mu\text{m}$ . These samples are manufactured by the HTW Hochttemperatur-Werkstoffe. The grains are of spherical shape (Fig. 1), are conductive and their mass density is  $1540 \text{ kg/m}^3$  according to the manufacturer's specifications. We have obtained the same value of the mass density by our measurement.



**Figure 1.** Scanning electron microscope image of the glassy carbon microspheres.

The work is focused on fundamental aspects of the FI under a low pressure and low field conditions, therefore we have selected these grains for their known and simple composition, regular shape and zero porosity. We are able to investigate other materials which match real dust grains better too but the interpretation of the results would be difficult without the prior knowledge of the fundamental processes.

The single grain was trapped in the center of the electrodynamic trap [*Čermák et al.*, 2004]. The trap is placed inside the UHV chamber, pumped down to approximately  $10^{-8}$  Torr. We can control charging of the grain by either electron or ion guns. The energy and current of both guns can be tuned according to the requirements of the experiment.

The actual frequency of oscillations of the trapped grain is related to its charge-to-mass ratio (specific charge) according to the equations of the trap [*Čermák*, 1994]. The motion of the grain is detected optically using the scattered laser light. Besides measurement of the frequency,

## BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION

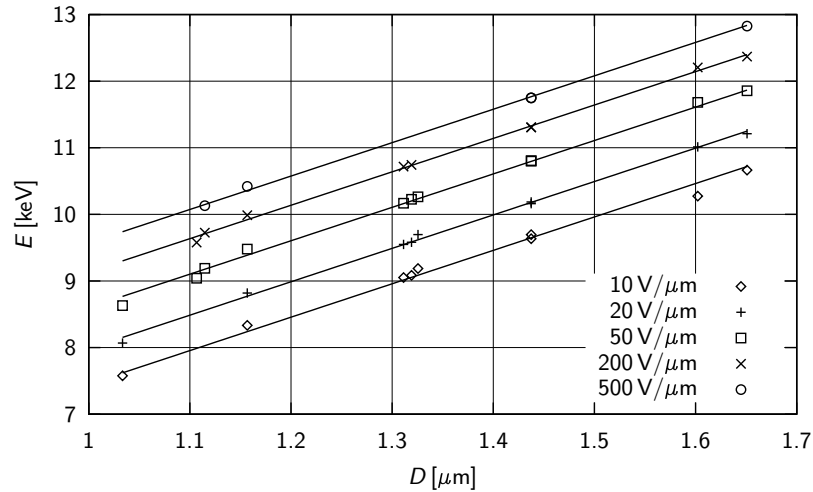
the optical detection is utilized to control auxiliary electric fields affecting the amplitude of grain movement. Our system allows us to stabilize the amplitude of oscillations and to damp unwanted modes of oscillations without increasing the pressure inside the chamber, thus we can keep a single grain in the trap for a long time (in order of days).

We have developed techniques to measure directly the absolute mass of the grain,  $m$ , and its specific capacitance,  $C_m$ , (and therefore the grain diameter,  $D$ , under the assumption of its spherical shape) [Pavlí *et al.*, 2008]. The specific charge is detected continuously, so we can differentiate its temporal changes and obtain the net current from the grain. The surface potential and field of the conducting spherical grain are  $(Q/m)/C_m$  and  $2 \cdot (Q/m)/(D \cdot C_m)$  respectively where  $Q/m$  is directly measurable specific charge.

### Measuring procedure

Amorphous carbon grains of various diameters up to few microns were put into the vacuum chamber and baked out to remove adsorbed layers. The non-charged dust grain dropped into the trap was instantly charged by the 300 eV electron beam to approximately 4 V which is equilibrium potential set by secondary electron emission (SEE), and trapped. Then, the mass of the grain was measured by the “single electron step” method described in Pavlí *et al.* [2008]. The size of the grain was derived from its mass and manufacturer specified mass density (which was also approved by our previous measurements of grain capacitance).

The positive charges of the grain are often achieved by the ion bombardment in laboratory experiments. However the ions are implanted into the grain and can be considered as a volatile component that is gradually released and can affect the consecutive grain discharging [Jeřáb *et al.*, 2010]. In order to quantify a possible influence of this process, we have applied a slightly modified method described hereafter.



**Figure 2.** The necessary energy of incident monoenergetic electrons to charge the spherical carbon grain to the surface field shown with respect to the grain diameter.

The grain was illuminated by the monoenergetic electron beam with the energy about 9 keV (exact value depends on the size of the particular grain) to charge it to small positive potential. Further increasing of the primary beam energy leads to rapid increase of the secondary electron-electron yield and to the subsequent increase of equilibrium potential which is determined by the SEE. This is because of the penetration depth of primaries becomes comparable to the grain size, see Richterová *et al.* [2010] for details. We have utilized this effect and we increased the energy of the beam gradually until the self-discharging current appeared.

## BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION

The monoenergetic electron beam of energy around 10 keV is enough to charge the  $1\ \mu\text{m}$  carbon grain to necessary field strength. In Fig. 2, there are results of our measurements of necessary primary electron energy to charge the carbon grain to a given surface field with respect to the grain diameter. The plotted energy is the energy of incident electrons. In larger distance (in the aperture of the gun) the energy of electrons can be even lower because they are accelerated by positive charge of the grain.

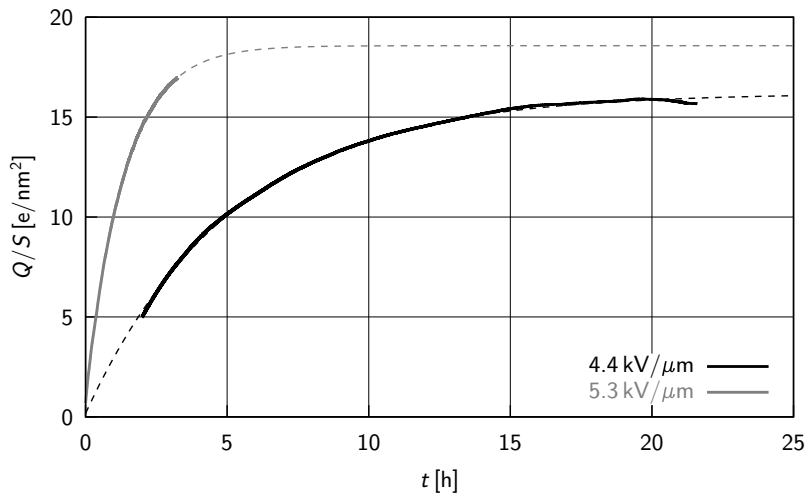
We kept the grain at a sufficiently high field by the electron beam compensating the self-discharging current. We observed a gradual decrease of the self-discharging current over the time for a fixed field. The subsequent self-discharging of the grain was measured and the field-current characteristics were derived from the measured data. A similar self-discharging was measured again with the background pressure in the chamber increased to get the dependence of the discharging current with respect to the pressure. Finally, the grain was treated by the  $\text{Ar}^+$  beam for a time to implant a portion of gas inside and the time development of the self-discharging current has been observed.

### Surface cleaning after reaching the high electric field

After charging the grain to a given high field by the electron beam for the first time, the beam current was regulated to keep the field constant. The gradual decrease of the necessary beam current reflects a decrease of the grain self-discharging current.

Such decrease was observed only after first charging of a particular grain, therefore we suggest that its source is the ionization of the desorbing particles from the surface. The surface cleaning is enhanced either by the electric field at the grain surface (field desorption, FD) or by the electron bombardment (electron stimulated desorption, ESD).

We observed exponential decrease of the self-discharging current over hours. The asymptotic value is the current due to ionization of residual gas in the chamber. In Fig. 3, there is plotted the total charge released from the surface due to the desorption. The constant current due to the FI of residual gas was subtracted and a remaining current was integrated with respect to time. Each grain was charged to the given surface field at time  $t = 0$ .



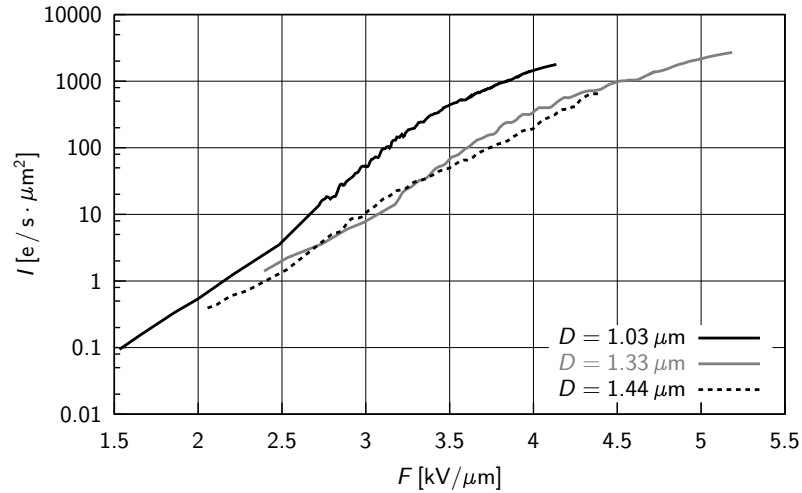
**Figure 3.** Total charge released from given surface area of the grain charged to a high potential for the first time. These two curves were measured on two different grains (the one charged to  $4.4\ \text{kV}/\mu\text{m}$  is  $1.44\ \mu\text{m}$  in diameter, second one charged to  $5.3\ \text{kV}/\mu\text{m}$  is  $1.33\ \mu\text{m}$  in diameter). The dashed lines are the exponential fits, the bold ones are measured data.

Assuming approximately 18 carbon atoms per square nanometer of surface (the estimated interatomic distance is based on glassy carbon mass density), there is about one ionized particle

released per each surface atom.

### Discharging due to the FI of residual gas

We have measured field-current characteristics of discharging by field ionization of residual gas in the chamber. In Fig. 4, there are plotted characteristics of three grains of various sizes. The surface field is computed from the grain charge under assumption that the grain is perfectly spherical. Imperfections of the surface can cause the actual field to be slightly higher. Therefore, the real current density can vary over the surface and can differ from that assumed.



**Figure 4.** The self-discharging current density due to the FI of residual gas with respect to the surface field. There are plotted characteristics of three grains of various sizes. Note that the scaling of the axis assumes a smooth spherical grain.

The measured currents can be compared to the impingement rate to get the ionization probability. The pressure in the chamber is approximately  $10^{-8}$  Torr. This corresponds to impingement rate of approximately  $1.4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-2}$  for hydrogen and proportionally lower rate for heavier particles.

The polarization of the atoms and molecules in the strong field and subsequent dipole attraction can increase the effective surface collecting the gas. But the field in our experiment is not high enough to make this effect important. The potential energy of the dipole interaction at the surface of the grain is comparable to the thermal kinetic energy (approximately 0.04 eV). For example, polarizability of  $0.002 \text{ nm}^3$  and the surface field of  $4 \text{ kV}/\mu\text{m}$  makes the dipole attraction potential equal to the kinetic energy at the distance two times greater than radius of the grain.

According to the consideration above and measured currents plotted in the Fig. 4, the maximal ionization probability of residual gas is of the order of 0.1% for the field of  $4 \text{ kV}/\mu\text{m}$  and less than 0.01% for the field of  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$ .

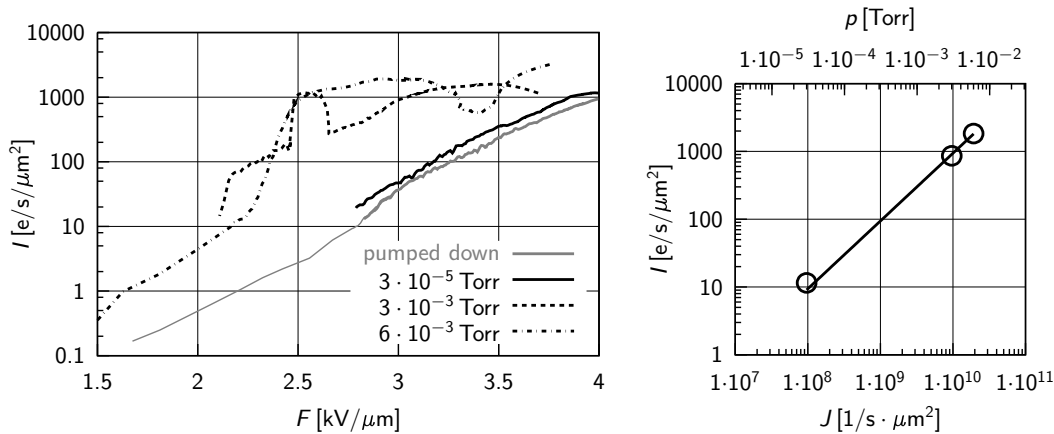
### Increase of the FI rate at increased Ar pressure

We increased the pressure in the chamber using the pure argon during the self-discharging and we have observed the increase of the discharging current as it is shown in Fig. 5. This measurement was performed with single grain  $1.03 \mu\text{m}$  in diameter.

Unfortunately, we are unable to control the pressure in the chamber precisely in our current set-up. The oscillations of the measured discharging current at the higher pressure are caused by such imperfection. Moreover, there is unavoidable time factor—the highest currents (beginning

## BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION

of discharging) cause the most rapid change of the field, therefore rightmost parts of curves are influenced by a gradual increase of the pressure toward the value shown in key. The purpose of this measurement is to get the rough estimate of ionization probability of the argon. We extracted values for the field of  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$  because of consequent measurements at this field. The increase of the current density due to the pressure is plotted with respect to the impingement rate of argon. According to this plot, we can assume ionization probability in order of  $10^{-7}$  for this field. This is consistent with other papers, for example *Müller et al.* [1956].



**Figure 5.** The increase of the FI due to an increased pressure of argon in the chamber measured on the carbon grain  $1.03 \mu\text{m}$  in diameter. Label “pumped down” refers to ultimate pressure of the system, exact partial pressure of Ar is unknown. In the right plot, there is a current density for field of  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$  as a function of the impingement rate of argon.

### Self-discharging after treatment by $\text{Ar}^+$ beam

After cleaning of the surface by field desorption and from measuring increase of the current due to the increased pressure of argon, the same grain was treated for one hour by the  $4.7 \text{ keV } \text{Ar}^+$  beam. Subsequently, we kept the surface field of the grain oscillating around the  $2.95 \text{ kV}/\mu\text{m}$  charging it by the electron beam only (therefore not introducing additional Ar after the treatment). The actual self-discharging current was derived by the linear fit of the grain charge with respect to the time (see Fig. 6 for details).

We have plotted the values of actual current with respect to the time elapsed after the end of treatment in Fig. 7. The self-discharging current exponentially decreases and the time constant is 4.2 hour.

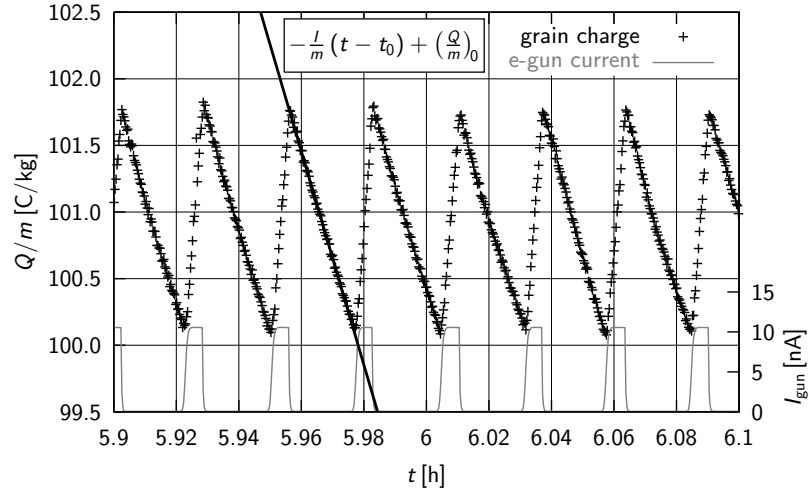
### Discussion and conclusion

We have utilized charging by the electron beam to distinguish particular self-discharging processes. We suggest that three principally different processes differing by its temporal characteristics have been observed. Namely, time-independent field ionization of the surrounding gas (possibly including a field evaporation of the grain bulk material too), ionization of particles released from surface by desorption which fade out after initial charging of the grain, and ionization of particles previously dissolved in the bulk volume of the grain and leaving it due to diffusion.

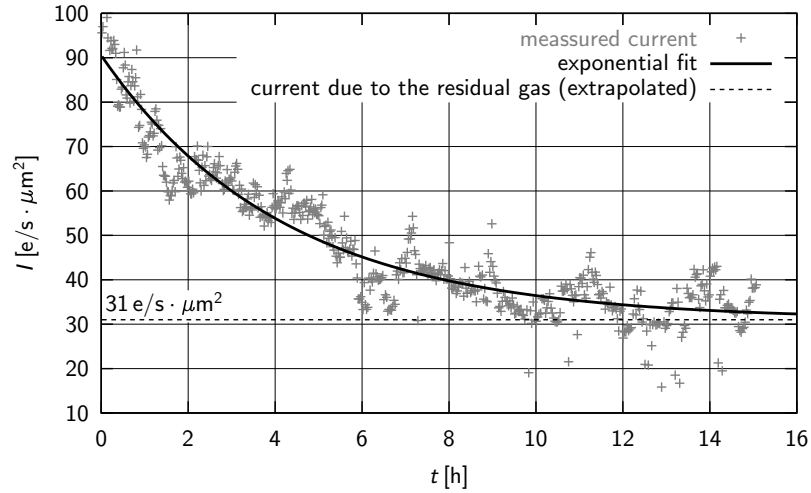
The ionization probability of residual gas in the vacuum chamber increases with field and it is roughly 0.1 % for the field of  $4 \text{ kV}/\mu\text{m}$  and of the order of  $10^{-5}$  for the field of  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$ . The detailed composition of residual gas is unknown so these values provide only general overview of our experiment. Nevertheless we have measured the increase of the discharging current caused



BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION



**Figure 6.** Measurements of the self-discharging current at the fixed field over the time. The grain was charged by the electron beam, then the discharging current was measured and the grain was charged again.



**Figure 7.** The self-discharging current with respect to time after one hour treatment by the  $\text{Ar}^+$  beam. The current exponentially decreases and the asymptote is the FI of residual gas. The field is  $2.95 \text{ kV}/\mu\text{m}$ .

by argon (see Fig. 5) and we have obtained ionization probability of argon to be of the order of  $10^{-7}$  for  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$  of surface field. Since this value is in an agreement with the measurements that used different methods (see e.g., Müller *et al.* [1956]), we can conclude that our method is feasible for the determination of the ionization probability.

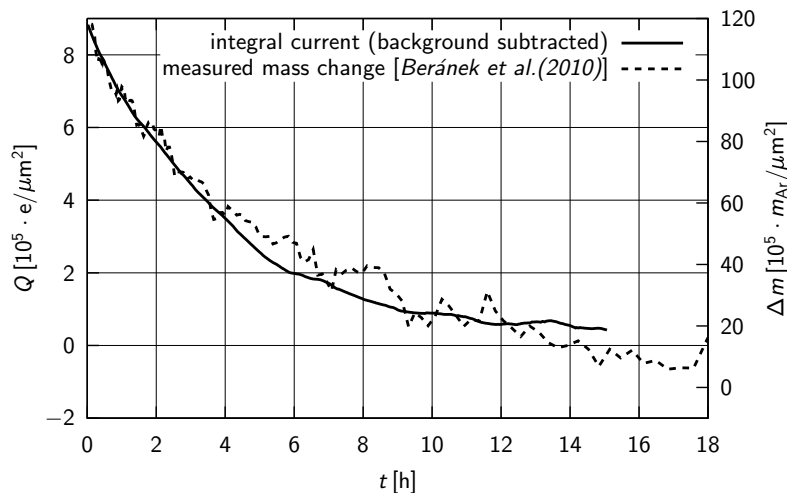
The probability of ionization of particles released by desorption is probably much higher. We have measured total charge of tens elementary charges released from square nanometer of surface until desorption faded away. The characteristic time of desorption is of the order of hours in our setup. The total charge is similar for both  $4.4 \text{ kV}/\mu\text{m}$  and  $5.3 \text{ kV}/\mu\text{m}$ , but the desorption is faster for higher field. Because this effect is limited to first charging of particular grain only and because time constant is related to surface field, we suggest that the source of ionized particles is on the surface of grain. Assuming at most only a few monolayers adsorbed

## BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION

under our experimental conditions (pressure about  $10^{-8}$  Torr) the ionization probability would be in a range 0.1–1.

We have observed significant increase of the self-discharging current after treatment by argon. In our recent paper [Beránek et al., 2010], we have measured decrease of the grain mass after treatment by  $\text{Ar}^+$  beam under similar conditions. The change of the mass was due to argon implanted into the grain during the treatment and diffusing out after that. We matched this measurement to integral charge from Fig. 7. Result is plotted in Fig. 8 and according to this comparison we suggest the ionization probability of escaping Ar have to be in order of 0.1 for field  $3 \text{ kV}/\mu\text{m}$ . This is six orders of magnitude higher than the probability of ionization of impinging Ar.

Due to a high efficiency of ionization, we suggest that processes affecting the diffusion (for example the temperature or the history of a particular grain) should influence the discharging current and therefore the total charge of the positive grain would be strongly affected by the grain temperature under certain conditions.



**Figure 8.** Total charge released due to ionization by Ar leaving the grain compared to the previously measured mass decrease after the similar treatment.

**Acknowledgment.** This work was supported by the Research Plan MSM0021620860 and partly by the Czech Grant Agency under contract 202/08/0063, and partly by the Grant Agency of Charles University, project #171410.

## References

- M. Beránek, M. Vyšinka, J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, Dust as a Gas Carrier. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **38**(4), 886–891 (2010)
  - I. Čermák, Laboruntersuchung elektrischer Aufladung kleiner Staubteilchen. Ph.D. thesis, Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultat, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg (1994)
  - I. Čermák, E. Grün, J. Švestka, New results in studies of electric charging of dust particles, *Advances in Space Research*, **15**(10), 59–64, (1995)
  - I. Čermák, J. Pavlů, P. Žilavý, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Richterová, 3D Electrodynamic Quadrupole: A Nondestructive Analysis of Single Dust Grains. *WDS'04 Proceedings of Contributed Papers: Part II Physics of Plasmas and Ionized Media*, 279–286, (2004)
- Dubus ???

## BERÁNEK ET AL.: SELF-DISCHARGING OF DUST GRAINS BY ION FIELD EMISSION

- M. Horányi, Charged Dust Dynamics in the Solar System. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **34**, 383–418 (1996)
- M. Jeřáb; I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, Z. Němeček, Influence of charging conditions on field ion emission from dust grains. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **35**, 292–296, (2007)
- M. Jeřáb; J. Vaverka, M. Vyšinka, Z. Němeček, J. Šafránková, Relation of Charging History to Field Ion Emission From Gold and Carbon Dust. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **38**(4), 798–802, (2010)
- Joy ???
- S. H. Kim, R. L. Merlino, Charging of dust grains in a plasma with negative ions. *Physics of Plasmas*, **13**, 052118 (2006)
- E. W. Müller, K. Bahadur, Field Ionization of Gases at a Metal Surface and the Resolution of the Field Ion Microscope. *Phys. Rev.*, **102**, 624–631, (1956)
- J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák, Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics. *Faraday Discuss.*, **137**, 139–155 (2008)
- I. Richterová, M. Beránek, J. Pavlů, Z. Němeček, J. Šafránková, Electrons Scattered Inside Small Dust Grains of Various Materials. *Phys. Rev. B*, **81**(7), Art. No. 075406 (2010)
- J. P. Sharpe, D. A. Petti, H.-W. Bartels, A review of dust in fusion devices: Implications for safety and operational performance. *Fusion Engineering and Design*, **63–64**, 153–163 (2002)
- Shimizu ???
- R. D. Smirnov, A. Yu Pigarov, M. Rosenberg, S. I. Krasheninnikov, D. A. Mendis, Modelling of Dynamics and Transport of Carbon Dust Particles in Tokamaks. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **49**, 347 (2007)
- Z. Sternovsky, Z. Němeček, J. Šafránková, A. Velyhan, Ion field emission from micrometer-sized spherical glass grains. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **29**(2), 292–297, (2001)
- Tsong ???
- E. C. Whipple, T. G. Northrop, D. A. Mendis, The Electrostatics of a Dusty Plasma. *Journal of Geophysical Research*, **90**(A8), 7405–7413 (1985)



## LUNAR DUST GRAIN CHARGING BY ELECTRON IMPACT: DEPENDENCE OF THE SURFACE POTENTIAL ON THE GRAIN SIZE

Z. NĚMEČEK<sup>1</sup>, J. PAVLŮ<sup>1</sup>, J. ŠAFRÁNKOVÁ<sup>1</sup>, M. BERÁNEK<sup>1</sup>, I. RICHTEROVÁ<sup>1</sup>, J. VAVERKA<sup>1</sup>, AND I. MANN<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Prague, Czech Republic

<sup>2</sup> Belgian Institute for Space Aeronomy, Brussels, Belgium

Received 2011 February 17; accepted 2011 June 5; published 2011 August 9

### ABSTRACT

The secondary electron emission is believed to play an important role for the dust charging at and close to the lunar surface. However, our knowledge of emission properties of the dust results from model calculations and rather rare laboratory investigations. The present paper reports laboratory measurements of the surface potential on Lunar Highlands Type regolith simulants with sizes between 0.3 and 3  $\mu\text{m}$  in an electron beam with energy below 700 eV. This investigation is focused on a low-energy part, i.e.,  $\leq 100$  eV. We found that the equilibrium surface potential of this simulant does not depend on the grain size in our ranges of grain dimensions and the beam energies, however, it is a function of the primary electron beam energy. The measurements are confirmed by the results of the simulation model of the secondary emission from the spherical samples. Finally, we compare our results with those obtained in laboratory experiments as well as those inferred from in situ observations.

*Key words:* dust, extinction – planetary systems

### 1. INTRODUCTION

Photoelectron emission, sticking and recombination of plasma particles, secondary electron emission (SEE), thermionic and field ion and electron emissions electrically charge dust grains in space. Their charge depends on the UV flux, the size, shape, and structure of the grains, their velocity relative to the plasma, and the plasma temperature. Since photoelectron, secondary electron, and thermionic emissions vary with the material, the dust surface charge is also influenced by the dust composition. As a result of the dominating photoelectron emission caused by the solar radiation, dust grains in the interplanetary medium are usually positively charged and their charges correspond to surface potentials relative to infinity between 5 and 10 V (Mukai 1981; Whipple 1981). Differences among dust grains of various compositions occur for higher plasma temperatures where SEE becomes important (Kimura & Mann 1998). Moreover, the dust surface potential depends on the charging history of grains (Whipple 1981; Meyer-Vernet 1982; Velyhan et al. 2004).

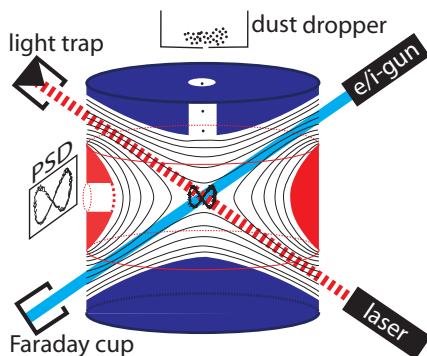
In the space, grain charging by SEE due to the impact of energetic electrons is significant in environments where these high-energy electrons are present. In dense plasma regions where the electron flux is significant, the sign and value of the dust grain surface potential are determined by the energy of the impinging electrons. Electron attachment dominates in the eV range but, at electron energies above about 10 eV, SEE becomes important and causes a reduction of the negative potential. When the total SEE yield reaches the value larger than unity, the surface potential changes its sign from negative to positive values (Meyer-Vernet 1982; Horanyi & Goertz 1990). This effect has been demonstrated in laboratory experiments (Walch et al. 1998; Pavlů et al. 2009).

Richterová et al. (2007) have studied the profiles of equilibrium surface potentials at glass grains as a function of the beam energy over a wide range of diameters. The low-energy parts (below several hundreds of eV) of the profiles are identical because neither  $\eta$  (the backscattered yield defined as the mean number of backscattered electrons per one primary electron) nor  $\delta$  (the secondary electron yield) depend on the grain diameter

in this energy range. The shape of these parts of the curves is determined by the energetic dependence of the secondary emission yield and energy spectrum of secondary electrons. This approach was applied, for instance, to the charging of water ice grains in the Saturn magnetosphere, where Jurac et al. (1995) show that the surface potentials are not sensitive to the grain size as long as the grains are not much smaller than 0.1  $\mu\text{m}$ .

On the other hand, high-energy parts strongly depend on the grain size. This effect is connected with an increasing number of backscattered primary electrons. When  $\eta$  approaches unity, the grain is charged positively by outgoing secondary electrons because primary electrons do not compensate this charge and the potential of the grain rises.

The lunar surface is composed of rocks and regolith, i.e., soil-like layer with the grain size from centimeters to submicron scales (e.g., Stubbs et al. 2006). The surface is exposed to solar ultraviolet (UV) and X-rays as well as solar and magnetospheric plasma and energetic particles (Halekas et al. 2009b). All these processes generate currents to the surface and can produce an escaping flux of secondary electrons. Each of these charging currents depends on the electrostatic potential of the surface with respect to the surrounding plasma. Due to high variability of these charging currents along the Moon orbit around the Earth, lunar surface potentials can vary over orders of magnitude (Halekas et al. 2005, 2007). On the sunlit hemisphere of the Moon, photoelectron currents usually prevail, and the surface charges to a small positive potential. On the night side, currents of energetic electrons tend to dominate, and the surface charges to a negative potential. However, SEE can complicate expectations providing an additional positive current source, and thus the nightside surface could even charge positive (Halekas et al. 2008). Evaluation of the Lunar Prospector (Halekas et al. 2009a) in situ measurements suggests that the secondary emission yield of the lunar regolith is by a factor  $\approx 3$  lower than the measured for samples in the laboratory. By contrast, Abbas et al. (2010) reported laboratory results of the charging of dust grains with dimensions of 0.2–13  $\mu\text{m}$  selected from the Apollo 11 and 17 missions and exposed by the monoenergetic electron beam in the 10–200 eV energy range. The authors obtained much larger secondary emission yield than reported



**Figure 1.** Principles of the experimental setup. The AC voltage is applied between blue and red rotationally symmetric hyperbolic electrodes; the thin black lines stand for its equipotentials. The grain oscillations are projected onto the position sensitive detector (PSD). Note that the frequency in the radial direction is twice large than in the axial direction due to the geometry of our trap.

from other laboratory investigations (e.g., Richterová et al. 2007).

The lunar regolith consists of dust grains of various sizes, and the distant spacecraft cannot resolve individual potentials but provides a mean value. As noted above, it is generally expected and proved by secondary emission models that the grain potential depends on the incident electron energy but not on the dimensions of individual grains. Consequently, the measured mean value would be about equal to the surface potentials of individual grains on or above the lunar surface. However, Abbas et al. (2010) estimations provide the equilibrium surface potential independent on the primary energy but rising with the grain size.

Uncertainties in secondary emission yield estimations may contribute to the poor accuracy of predictions from models, thus new laboratory measurements of the secondary emission from a lunar regolith under realistic charging conditions could solve this issue. For this reason, we studied changes of the surface potential of small grains (with sizes of 0.3–3  $\mu\text{m}$ ) in a narrow energy range (75 and 100 V) because it is a lower limit of our apparatus (and our electron beam source). We used Lunar Highlands Type (LHT) lunar stimulant, thus we can directly compare our results with measurements of other authors or with in situ observations.

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

The heart of our measuring setup is schematically shown in Figure 1. Since details of our experiment can be found in Čermák (1994), Čermák et al. (1995), Žilavý et al. (1998), and Pavlů et al. (2004b, 2009), we will describe only the principal features for the present paper.

Our investigations are based on trapping a single dust grain in an electrodynamic quadrupole and its influencing by tunable monoenergetic ion and/or electron beams. The quadrupole is supplied with the symmetrical AC voltage (the voltage ranges usually from 400 to 900 V in a frequency range of 0.3–3 kHz), thus the zero potential is in the middle of the trap where the grain is levitating. Moreover, this configuration provides a straight line through the trap along which the AC potential is zero (Figure 1). Consequently, the energy of the beam firing along this line is not altered.

From the quadrupole theory it follows that the vertical electrodes should be supplied by the same voltage. However, we are using two different amplifiers for them in order to apply a symmetrical dumping voltage and symmetrical DC voltage for the compensation of the gravity force. These voltages are small (several volts) but they can deflect the electron beam. Moreover, the AC electric field perpendicular to the beam direction deflects this electron beam. For these reasons, both the electron gun and quadrupole power supply are equipped with a sampling electronics. The electron beam is switched on only inside the time window when the quadrupole voltage is pulled down to zero. According to the test, switching off the quadrupole voltage up to 1/10 of the period does not measurably change the frequency of grain oscillations (Žilavý et al. 1998; Pavlů et al. 2009).

A trapped grain is irradiated by a 635 nm diode laser modulated by 10 kHz. The light scattered by the grain passes a small window in the ring electrode (electrically screened by a grid) and is collected by a simple lens system. The magnified grain image is projected onto the entrance of an image intensifier and its output is optically coupled to a position sensitive detector. Signals from this coordinate detector are amplified by narrow band, and lock-in amplifiers prior to the coordinates of the light spot are calculated. These coordinates are used to control the grain motion by the damping system and to determine the grain oscillation frequency (in the axial direction in our particular case) by a counter or by Fourier analysis.

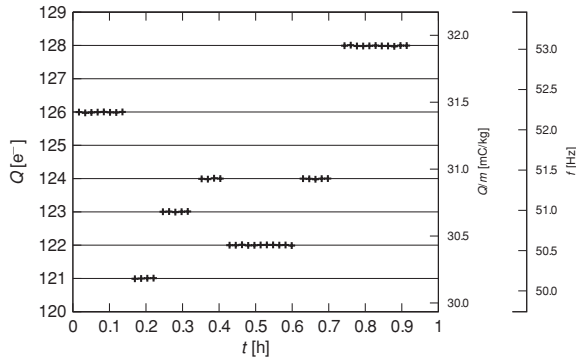
After several simplifications, theoretical considerations (Čermák 1994) lead to the following relation between the grain oscillation frequency and its charge-to-mass ratio (specific charge,  $Q/m$ ):

$$\frac{|Q|}{m} = \pi^2 r_0^2 \cdot \frac{f_{AC} \cdot f}{V_{eff}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (1.8f/f_{AC})^2}}, \quad (1)$$

where  $V_{eff} = V_{AC}/\sqrt{2}$  is the rms value of the AC voltage on the quadrupole electrodes,  $V_{AC}$  is its amplitude,  $f_{AC}$  is the frequency of the applied AC voltage,  $f$  is the frequency of the grain oscillation in the axial direction, and  $r_0$  denotes the inner radius of the quadrupole ring electrode ( $r_0 = 10$  mm).

This relation is based on the assumption of an adiabatic motion of the grain in the quadrupole field. This is valid for a sufficiently high ratio between frequencies of the applied AC voltage and of grain oscillations. Further, the expression assumes an ideal quadrupole field. Any deviation from the ideal hyperbolic geometry results in a contribution of higher multipoles to the total field, the effective potential is non-harmonic and the grain oscillation frequency becomes amplitude dependent. Since the deviation from the quadrupole field increases with the oscillation amplitude, the amplitude must not exceed a certain value for a desired accuracy of the frequency determination. Therefore, a damping system keeps the oscillation amplitude constant at the reasonable level.

The experiment can be run in a broad range of pressures but special techniques were used to allow the operation under ultrahigh vacuum conditions ( $10^{-9}$  torr). This is essential in order to reduce the interaction of the grain surface with molecules of the residual atmosphere and to decrease the grain charging by products of ionization of the residual gas. Assuming the pressure of  $10^{-9}$  torr, the mean free path of electrons is of the order of  $10^6$  cm. Since the ratio of the beam and grain cross-sections is similar, we can expect that the number of ionization events and the number of beam electrons striking



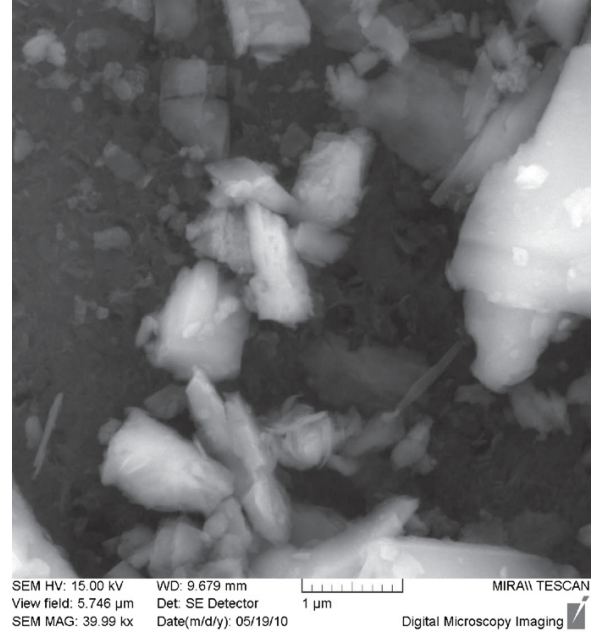
**Figure 2.** Determination of the grain mass by the elementary charge method. The grain mass calculated from frequency jumps is  $6.44 \times 10^{-16}$  kg.

the grain surface are also similar. The direction of motion of the ionization products is arbitrary and thus their contribution to the grain charging is negligible.

The grain oscillation frequency is the only measurable quantity, and we have developed several techniques to determine the grain mass, charge, capacitance, and surface potential. The detailed description of these techniques can be found in above-mentioned papers, thus we only briefly comment on them here.

The specific charge (charge-to-mass ratio) is determined from the grain oscillation frequency using Equation (1). The charge and mass are separated by a method analogous to the Millikan experiment (Žilavý et al. 1998). A procedure is as follows: the grain is charged by a small (up to several hundreds) number of electrons to be reliably trapped. Then, its charge is changed by a few electrons and the variances of its oscillation frequency together with the known elementary charge allow us to determine the grain mass. We used a low-energy electron beam with a minimum possible intensity, a duration of the sampling pulse  $\approx 1$  ms and with a repetition period of  $\approx 6$  minutes. Figure 2 shows an example of such measurements. There are three scales on the vertical axis—the measured oscillation frequency of the grain,  $f$  in the axial direction, the values of the  $Q/m$  ratio calculated according to Equation (1) (two right-hand scales), and the grain charge in units of the elementary charge (the left axis) that was obtained by the linear regression of the data that assigned the steps to the number of electrons (Žilavý et al. 1998; Pavlů et al. 2009). Note that the grain charge steps up and down because the yield of the secondary emission is close to unity for the chosen beam energy, thus impacts of individual electrons can result in both decreasing or increasing of the grain charge due to statistical nature of the emission process. The error of the mass determination depends on many factors but it does not exceed  $\approx 1\%$  under conditions discussed in the present paper.

The grain charge is connected with its surface potential via grain capacitance. To determine it, the grain is charged to a high positive potential by the beam of  $\text{Ar}^+$  ions. Then, the energy of the beam is decreased and the beam  $\text{Ar}^+$  ions cannot impact the grain but they are scattered in the grain electric field and interact with the residual gas and quadrupole electrodes. These interactions produce low-energy electrons that are attracted by the positive grain, thus the grain is gradually discharged. After some time ( $\approx 2$  hr), the grain potential becomes numerically equal to the beam energy and the current of beam electrons starts to compensate discharging current. Since both currents are



**Figure 3.** SEM photo of LHT analogs.

linear functions of the grain charge, the point where the beam energy becomes equal to the grain potential can be easily found in the plot of  $Q/m$  versus time. This point allows us to determine the proportionality constant between the grain specific charge,  $Q/m$  and its surface potential,  $\phi$ , i.e., the specific capacitance,  $C/m$ . The error of this method is larger than that for the mass determination. We will provide error estimations for each measurement of a particular grain, however, this error is lower than 10% in general.

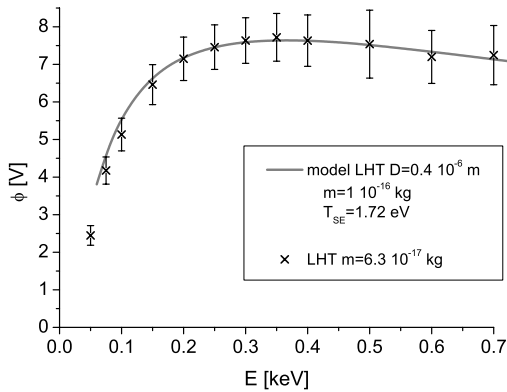
### 3. EXPERIMENTAL RESULTS

The measurements were carried out on LHT dust analogs. The dust sample was produced by grinding from larger pieces, thus the shapes of individual grains are irregular as it can be seen from the scanning electron micrograph (SEM) photo in Figure 3.

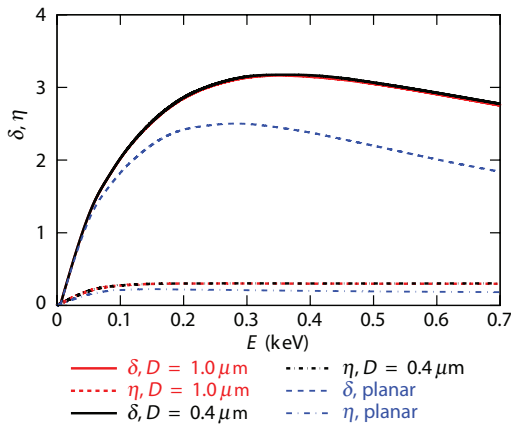
Each grain was investigated in several steps that guarantee the same charging conditions and history for each of them.

1. The fresh dust grain was released from the dust dropper and bombarded by the  $\approx 300$  eV electron beam when falling through the quadrupole center. This procedure results in a positive charge that allows us the grain trapping.
2. The grain mass (and charge) was determined as described in the previous section.
3. The grain was charged by the electron beam of a tunable energy, and the equilibrium charge-to-mass ratio was recorded for each energy step.
4. The  $\text{Ar}^+$  ion bombardment was used for determination of the grain capacitance (see above).
5. Using the known mass and capacitance, the grain specific charge was recalculated into the surface potential.

Figure 4 shows an example of the dependence of the grain surface potential on the beam energy. The paper is focused on lowest energies, but we are showing the measurements up to



**Figure 4.** Dependence of the equilibrium surface potential on the energy of the primary electron beam. The crosses show the experimental data, and the full line presents the model prediction (Richterová et al. 2010).

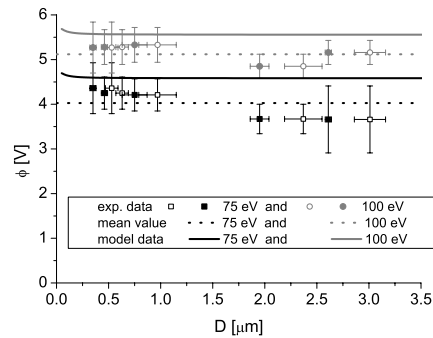


**Figure 5.** Modeled yields of the true,  $\delta$  and backscattered,  $\eta$  secondary electrons for LHT spheres with 0.4 and 1  $\mu\text{m}$  diameters. The dotted lines represent the same yields for a planar LHT sample.

700 eV. We are comparing experimental data with the results of the secondary emission model (Richterová et al. 2010). As it can be seen from the figure, the model describes the surface potential rather well at energies above 200 eV and slightly overestimated the potential at lower beam energies. Nevertheless, the differences between measured and modeled potentials stay within the range of measuring errors, thus the model prediction can be used as a support for interpretation of experimental data.

The electrons leaving the grain can be divided into two groups. The first of them, so-called backscattered electrons, consists of primary electrons that entered the grain, lost a part of their energy in the interaction with the grain atoms, and left the grain again. The ratio of numbers of these and all primary electrons is named the backscattered yield,  $\eta$  and cannot exceed unity. However, some electrons of the grain matter gain a sufficient energy to leave the grain in the interactions. Such electrons are called true secondary electrons and their yield,  $\delta$  can vary in a broad range with the grain material, shape, and dimensions and with the primary electron beam.

The yield of the secondary emission cannot be measured directly but it can be considered as a scaling factor for the secondary emission model. Figure 5 shows the yield of the true



**Figure 6.** Dependencies of the equilibrium surface potential on grain sizes for two energies of the primary electron beam: 75 eV (squares) and 100 eV (circles). The open symbols stand for diameters determined from the grain capacitance, the filled symbols show the diameters estimated from the grain mass. The full lines show the results of the Richterová et al. (2010) model, and the dashed lines represent the mean values.

( $\delta$ ) and backscattered ( $\eta$ ) secondary electrons calculated for two LHT spheres (0.4 and 1  $\mu\text{m}$  in diameter). For comparison, the calculations for a planar sample from the same material are shown as dotted lines in the figure. The corresponding profiles for two spheres cannot be distinguished in the figure, however, the differences between the planar sample and spheres are significant. This effect is known and is caused by an angular dependence of the secondary emission yield (Jurac et al. 1995; Richterová et al. 2010).

The experimental procedure described above is time consuming, thus we have a full set of measurements only for five grains of sufficiently different masses. The shape of a particular grain is unknown; we use the mass density given by the supplier—Zybek company ( $2900 \text{ kg m}^{-3}$ )—and calculate the grain effective diameter,  $D_m$  in a spherical approximation. This diameter can be compared with the value of  $D_C$  that was obtained from the grain capacitance; again in the spherical approximation. The measured mass,  $m$ , the capacitance,  $C$ , the diameters computed from these quantities, and their ratio,  $D_m/D_C$ , are given in Table 1 for all investigated grains. As it can be seen from the table, the  $D_m/D_C$  ratio varies in a broad range. Since the capacitance of the sphere is lower than the capacitance of any other object of the same volume (mass), the  $D_m/D_C$  ratio is close to unity for spherical objects, whereas deviation from unity suggests a more complicated shape.

The last two columns in Table 1 show the equilibrium potentials of grains measured under bombardment with the monoenergetic electron beam with the energy of 75 eV and 100 eV, respectively. Unfortunately, our present setup does not allow reliable measurements at lower energies.

The potentials from the table are plotted in Figure 6 as a function of the grain diameter. Since there are two different estimations of the grain diameter in Table 1, each measured point appears twice in Figure 6; at the positions corresponding to  $D_m$  and  $D_C$ . The dashed lines stand for the mean values of the measured potential for each energy. The full lines show the results of the Richterová et al. (2010) model. The model predicts a constant grain potential in the range from 0.2 to 3.5  $\mu\text{m}$  of the grain diameter and a small rise of this potential for smaller grains. Taking into account the model prediction and the fact that a constant value fits to all measured data if the measuring error is considered, we can conclude that the surface potential is a rising function of the beam energy but it does not depend



**Table 1**  
Details of Five Picked Grains

$m$ (kg)	$C$ (F)	$D_m$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_C$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_m/D_C$	$\phi_{75}$ (V)	$\phi_{100}$ (V)
$(6.4 \pm 1.1) \times 10^{-16}$	$(5.0 \pm 1.1) \times 10^{-17}$	$(0.75 \pm 0.12)$	$(0.97 \pm 0.18)$	$(0.8 \pm 0.3)$	$(4.2 \pm 0.4)$	$(5.3 \pm 0.4)$
$(2.69 \pm 0.04) \times 10^{-14}$	$(1.68 \pm 0.08) \times 10^{-16}$	$(2.61 \pm 0.03)$	$(3.01 \pm 0.15)$	$(0.87 \pm 0.05)$	$(3.7 \pm 0.8)$	$(5.2 \pm 0.3)$
$(1.12 \pm 0.05) \times 10^{-14}$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-16}$	$(1.95 \pm 0.09)$	$(2.37 \pm 0.18)$	$(0.82 \pm 0.10)$	$(3.7 \pm 0.3)$	$(4.9 \pm 0.3)$
$(1.44 \pm 0.08) \times 10^{-16}$	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^{-17}$	$(0.46 \pm 0.03)$	$(0.63 \pm 0.06)$	$(0.73 \pm 0.12)$	$(4.3 \pm 0.4)$	$(5.3 \pm 0.4)$
$(6.6 \pm 0.5) \times 10^{-17}$	$(2.9 \pm 0.4) \times 10^{-17}$	$(0.35 \pm 0.03)$	$(0.53 \pm 0.06)$	$(0.66 \pm 0.13)$	$(4.4 \pm 0.6)$	$(5.3 \pm 0.6)$

**Notes.**  $m$  is a measured mass of the grain,  $C$  is a measured capacitance,  $D_m$  and  $D_C$  are estimated effective diameters based on measured mass and capacitance, respectively,  $\phi_{75}$  and  $\phi_{100}$  are calculated equilibrium surface potentials of a particular grain under 75 eV and 100 eV electron bombardment, respectively. The errors represent three standard deviations.

on the grain mass in the investigated energy range. The slight decrease of the grain potential with the grain size for 75 V of the beam energy is in the range of measuring errors. Moreover, we can note that the equilibrium potential does not depend on the grain shape because the shape parameter,  $D_m/D_C$  varies over a broad range (Table 1).

#### 4. DISCUSSION OF RESULTS

Our measurements show that the equilibrium potential of the grain illuminated by the low-energy (75–100 eV) parallel electron beam does not depend on the grain dimensions and shapes but that it is a rising function of the energy. This is consistent with our previous investigations of the secondary emission from dust grains of different materials (e.g., Richterová et al. 2004, 2006; Pavlů et al. 2008, 2009). These experimental investigations revealed that the effects of shape would be notable either for very small (tens of nanometers) grains or for grain dimensions in the micrometer range with energies exceeding  $\approx 1$  keV. The same conclusion follows from model calculations (Jurac et al. 1995; Richterová et al. 2010).

Fitting of our measurements to the model leads to the secondary emission yield  $\delta \approx 2$  at 100 eV and  $\delta \ll 1$  at 10 eV of the primary beam energies. As it can be seen in Figures 4 and 6, the model overestimates the potentials at the low primary energies. There can be two reasons for this overestimation: (1) the distribution of true secondary electrons is non-Maxwellian or (2) the real yield of secondary emission is lower than that given by the model in this range of energies.

Our estimations lead to the maximum of the secondary emission yield  $\delta \approx 3.2$  (at about 350 eV) for a small dust grain. This is consistent with previous laboratory experiments but it is much larger than that follows from the Halekas et al. (2009a) analysis of in situ observations. We believe that the value of  $\delta$  for a planar surface would be more appropriate to the interpretation of the data measured at larger distances from the lunar surface because it reflects partly the effects of a surface roughness. Nevertheless, this value is still larger than an integral value suggested by Halekas et al. (2009a).

On the other hand, Abbas et al. (2010) reported experimental investigations of the samples of the lunar dust and have shown the potential rising with the grain diameter but (as it can be deduced from the text) independent of the beam energy in similar ranges of the beam energies and grain dimensions and that a secondary emission yield varying from 3 to 5.4 at 10 eV of the primary energy.

The differences between our and Abbas et al. (2010) measurements are (1) we use the LHT lunar dust analog, whereas Abbas et al. (2010) investigated the real lunar dust; and (2) the measuring techniques are slightly different. Horányi et al.

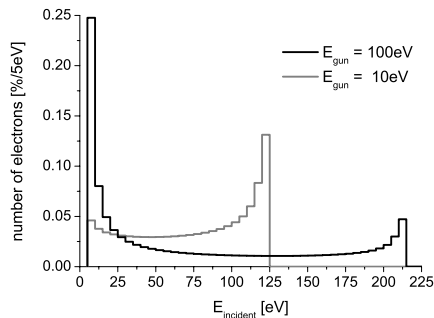
(1998) compared the secondary emission from two lunar dust stimulants (MLS-1 and JSC-1) and Apollo 17 soil sample in the energy range from 20 to 90 eV and they did not find any significant differences. Consequently, we do not expect that the difference between our and Abbas et al. (2010) results can be connected with different samples.

Let us discuss the energy balance of the secondary emission process. The primary electron is accelerated in the electric field of the charged grain and falls on the surface where it receives an additional energy equal to the work function of the grain material. The energy of the primary electron is then distributed among the electrons of the grain. Those electrons that gained the sufficient energy to overcome the surface barrier (represented by the work function) and grain surface potential leave the grain as secondary electrons. Figure 4 of Abbas et al. (2010) provides the following data: primary electron energy 10 eV, secondary emission yield 5.3, and surface potential 2.2 V. A typical work function of insulators can be considered as 5 eV (e.g., Sternovsky et al. 2001). The 10 eV electron is accelerated to 12.2 eV and receives additional 5 eV of the energy at the surface. The total energy is 17.2 eV. To leave the grain, a secondary electron should gain about 7.2 eV (it is a sum of the work function and the energy corresponding to the grain potential). Neglecting all energy losses, the secondary emission yield cannot exceed a value of  $17.2/7.2 = 2.4$ . We can conclude that the yield of 5.3 given in Abbas et al. (2010) contradicts to energy conservation.

From this short discussion, it is clear that the results in Figure 4(d) of Abbas et al. (2010) are based on a wrong interpretation of measurements in their Figure 4(c) and that some important factor(s) is(are) neglected. After a careful examination of the conditions of our and Abbas et al. (2010) experiments, we have identified three principal factors that can influence the interpretation of experimental results: (1) the effect of the quadrupole AC electric field on the energy distribution of the primary electrons, (2) influence of the residual gas in the quadrupole, and (3) the method of determining the mass/size of the grains. Thus, following three subsections address these points.

##### 4.1. Quadrupole AC Electric Field and Energy Distributions of Primary Electrons

The Abbas et al. (2010) experiment is based on the trapping of a single dust grain inside the quadrupole-like trap that consists of upper and lower spherical cups and a ring electrode. Unfortunately, an important information on the design of the trap, frequency, and amplitude of the AC voltage applied on the ring electrode as well as the DC voltage used for charge measurements cannot be found neither in the article nor in given references (i.e., Spann et al. 2001; Abbas et al. 2002,



**Figure 7.** Distribution of electrons launched with the energies of 10 eV (gray) and 100 eV (black), respectively, on the  $1 \mu\text{m}$  grain. The amplitude of the AC voltage is 500 V and geometry of the used model is described in the text. The simulation was performed using the SIMION<sup>®</sup> software package.

2004; Tankosic & Abbas 2008), thus the discussion is based on the information found in the mentioned papers and on our best estimates.

The electrons enter the trap along its vertical axis and they are influenced by the electric field resulting from the quadrupole AC voltage supplied to the ring electrode. We have used the geometry described in Spann et al. (2001) and modeled the trajectories of electrons within such trap. The amplitude of the AC voltage is 500 V and the top and bottom electrodes are grounded in our model. The electrons were launched from a spot of 1 mm in diameter at the center of the top electrode and the differential flux of electrons on a  $1 \mu\text{m}$  grain placed in the trap center was recorded. Figure 7 shows the energy distribution of electrons launched with energies 10 and 100 eV, respectively. When the AC voltage is negative, primary electrons are decelerated and their energy decreases. Moreover, the negative ring electrode serves as a focusing electrostatic lens and increases the flux of electrons that fall onto the grain. On the other hand, the defocusing effect of the positive voltage decreases the primary flux and (at the same time) accelerates the electrons. It means that the grain is bombarded by electrons over a broad spectrum of energies.

The actual energies of impinging electrons depend on the trap geometry and the AC voltage, thus Figure 7 serves only as an example. Nevertheless, it is clear that considerations made in Abbas et al. (2010) that are based on the knowledge of the primary beam energy are not substantiated.

Moreover, if the numbers used in our model are realistic, the resulting spectrum of electrons launched with the energy of 10 eV will peak at  $\approx 125$  eV, whereas a much higher flux of 10 eV electrons will reach the grain when the electrons are launched with the energy of 100 eV. It could explain why Abbas et al. (2010) found a larger secondary emission yield for 10 eV than for 100 eV of the primary energy.

#### 4.2. Influence of the Residual Gas Pressure

Figure 4(c) of Abbas et al. (2010) shows that the positive charge of the grain increases with time. The positive charging can be caused either by electrons leaving the grain or by positive ions falling onto it. Our Figure 7 demonstrates that even in the case of 10 eV primary electrons, the portion of energetic electrons is large enough to cause the SEE and thus it can be a source of the charging current. On the other hand, the energies of primary electrons are sufficient for ionization of the residual gas inside the trap. Moreover, the primary electrons

are partly scattered in collisions with the molecules out of the trap axis and accelerated in the AC field to energies even higher than those shown in Figure 7. Since the mean free path of electrons is of the order of 10 m under experimental conditions of Abbas et al. (2010; pressure  $10^{-5}$  to  $10^{-6}$  torr), the ratio of the numbers of primary electrons falling on the grain and electrons colliding with the molecules of the residual gas would be  $\approx 10^{-3}$ . These collisions create electrons and positive or negative ions that can in turn alter the grain charge. The exact evaluation of the processes in the trap is impossible because the ongoing processes are complex and the boundary conditions are unknown. However, we would like to point out that the influence of the residual gas on the grain charging (especially to negative potentials) was investigated in Pavlů et al. (2004a) and it was shown (in their Figure 2) that the ion contribution should be considered even for pressures of the order of  $10^{-8}$  torr under similar experimental conditions. We can suggest that aforementioned changes of the grain charge are connected with the contribution of the ion current rather than with variations of the secondary emission yield.

#### 4.3. Determination of the Grain Mass and Potential

The mass of investigated lunar dust grains varies in a broad range but the methods of determination of the grain charge is based on knowledge of the mass of the particular grain. Our technique of the elementary charge (Figure 2) provides the grain mass with an uncertainty of the order of 1%.

The authors of Abbas et al. (2010) used the “spring-point method” (Davis 1985; Spann et al. 2001; Abbas et al. 2004; Tankosic & Abbas 2008, and references therein) that is based on a balance between the drag force and “heating” of the grain by the AC electric field in the quadrupole. However, the drag force strongly depends on the grain shape that is unknown. The authors of Abbas et al. (2010) apply a spherical approximation. They use the viscosity of the surrounding gas and experimental corrections that are based on the measurements with the spheres of known diameters. However, depending on the actual grain shape and direction of its motion, the drag coefficient can differ by an order of magnitude. Typical values of the drag coefficients are 0.42 for a sphere, 0.8–1.4 for a cube (depending on spatial orientation), and 2 for a plate perpendicular to the gas flow (e.g., Loth 2008). Neglecting the shape effect leads to overestimating the grain dimensions. For example, twice larger drag coefficient results in an overestimation of the effective diameter of the grain by a factor of  $\sqrt{2}$ . Since this diameter is used for an estimation of the grain mass, it would differ by a factor of  $\approx 3$  and the same uncertainty would apply to the determination of the grain charge.

Taking into account the experimental conditions inside the trap (pressure  $10^{-3}$  torr), the molecular regime would be more appropriate for the drag force estimation because the mean free path of molecules is much larger than the characteristic dimensions of the grain. The exact calculations of the drag force is difficult but it can be simply shown (e.g., Dahneke 1973) that the drag exerting on a sphere and on a cylinder of the same volume (and mass) and twice larger diameter differ by a factor exceeding two and the consequences for the determination of the grain mass would be the same as in the case of viscous interaction discussed above.

## 5. CONCLUSION

We report the results of the measurements of the secondary emission yield and surface potential carried out on dust samples

from LHT lunar regolith simulants with sizes between 0.3 and 3  $\mu\text{m}$ . We focused on an electron beam with energy below 700 eV. The interpretation of experimental results is supported by the computer model of the secondary emission from spherical samples that reflects the LHT mass composition. The conclusions listed below are different from those that Abbas et al. (2010) derived from their laboratory experiment and we point out some of physical inconsistencies in their data interpretation.

We can briefly summarize our investigations as follows.

1. The secondary emission yield rises with the primary beam energy up to a maximum of  $\approx 3$  at 350 eV (Figure 5).
2. The surface potential follows the increase of the secondary emission yield with the primary energy (Figure 4).
3. The surface potential does not depend on the dust grain mass, shape, and dimensions for the grains larger than 0.3  $\mu\text{m}$  (effective diameter) and electron energies lower than  $\approx 200$  eV (Figure 6).

Finally, we would like to note that in our experiment, determined secondary emission yield is larger than that inferred from Lunar Prospector measurements above the lunar surface (Halekas et al. 2009a). The authors attributed the low value of the yield to the surface roughness and we are preparing investigations of this effect in the laboratory experiment as well as in simulations.

The work was supported by the Research Plan MSM 0021620860 that is financed by the Ministry of Education of the Czech Republic and partly by the Czech Grant Agency under Contracts 202/08/0063, 202/08/H057, and 209/11/1412. Students M.B. and J.V. thank for support of the Grant Agency of Charles University under Project No. GAUK 171410.

#### REFERENCES

- Abbas, M., Craven, P., Spann, J., West, E., Pratico, J., Tankosic, D., & Venturini, C. 2002, *Phys. Scr. T*, **98**, 99
- Abbas, M. M., Craven, P. D., Spann, J. F., West, E., Pratico, J., Tankosic, D., & Venturini, C. C. 2004, *ApJ*, **614**, 781
- Abbas, M. M., Tankosic, D., Craven, P. D., LeClair, A. C., & Spann, J. F. 2010, *ApJ*, **718**, 795
- Čermák, I. 1994, PhD thesis, Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg
- Čermák, I., Grün, E., & Švestka, J. 1995, *Adv. Space Res.*, **15**, 59
- Dahneke, B. E. 1973, *J. Aerosol Sci.*, **4**, 147
- Davis, E. J. 1985, *Langmuir*, **1**, 379
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. 2008, *J. Geophys. Res.*, **113**, A09102
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. 2009a, *Planet. Space Sci.*, **57**, 78
- Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. 2009b, *J. Geophys. Res.*, **114**, A05110
- Halekas, J. S., Lin, R. P., & Mitchell, D. L. 2005, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L09102
- Halekas, J. S., et al. 2007, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L02111
- Horanyi, M., & Goertz, C. 1990, *ApJ*, **361**, 155
- Horanyi, M., Walch, B., Robertson, S., & Alexander, D. 1998, *J. Geophys. Res.*, **103**, 8575
- Jurac, S., Baragiola, R. A., Johnson, R. E., & Sittler, E. C. 1995, *J. Geophys. Res.*, **100**, 14821
- Kimura, H., & Mann, I. 1998, *ApJ*, **499**, 454
- Loth, E. 2008, *Powder Technol.*, **182**, 342
- Meyer-Vernet, N. 1982, *A&A*, **105**, 98
- Mukai, T. 1981, *A&A*, **99**, 1
- Pavlů, J., Němeček, Z., Šafránková, J., & Čermák, I. 2004a, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**, 607
- Pavlů, J., Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., & Čermák, I. 2008, *Faraday Discuss.*, **137**, 139
- Pavlů, J., Šafránková, J., Němeček, Z., & Richterová, I. 2009, *Contrib. Plasma Phys.*, **49**, 169
- Pavlů, J., Velyhan, A., Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., Čermák, I., & Žilavý, P. 2004b, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**, 704
- Richterová, I., Beránek, M., Pavlů, J., Němeček, Z., & Šafránková, J. 2010, *Phys. Rev. B*, **81**, 075406
- Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., & Pavlů, J. 2004, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**, 617
- Richterová, I., Němeček, Z., Šafránková, J., Pavlů, J., & Beránek, M. 2007, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **35**, 286
- Richterová, I., Pavlů, J., Němeček, Z., & Šafránková, J. 2006, *Phys. Rev. B*, **74**, 235430
- Spann, J., Abbas, M., Venturini, C., & Comfort, R. 2001, *Phys. Scr. T*, **89**, 149
- Sternovsky, Z., Horanyi, M., & Robertson, S. 2001, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **19**, 2533
- Stubbs, T. J., Vondrak, R. R., & Farrell, W. M. 2006, *Adv. Space Res.*, **37**, 59
- Tankosic, D., & Abbas, M. M. 2008, in Lunar and Planetary Institute Science Conference (Lunar and Planetary Science XXXIX) (League City, TX: LPI), 1391
- Velyhan, A., Žilavý, P., Pavlů, J., Šafránková, J., & Němeček, Z. 2004, *Vacuum*, **76**, 447
- Walch, B., Horanyi, M., & Robertson, S. 1998, in AIP Conf. Proc. 446, Physics of Dusty Plasmas—Seventh Workshop, Boulder, CO, 1998 April, ed. M. Horanyi, S. Robertson, & B. Walch (Melville, NY: AIP), 271
- Whipple, E. C. 1981, *Rep. Prog. Phys.*, **44**, 1197
- Žilavý, P., Sternovsky, Z., Čermák, I., Němeček, Z., & Šafránková, J. 1998, *Vacuum*, **50**, 139



## Linear trap with three orthogonal quadrupole fields for dust charging experiments

Martin Beránek,<sup>1</sup> Ivo Čermák,<sup>2</sup> Zdeněk Němeček,<sup>1</sup> Jana Šafránková,<sup>1</sup>  
Martin Jeřáb,<sup>1</sup> and Jiří Pavlů<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic

<sup>2</sup>CGC Instruments, Chemnitz, Germany

(Received 25 July 2012; accepted 24 October 2012; published online 27 November 2012)

Investigations of charging processes on a single dust grain under controlled conditions in laboratory experiments are the unique way to understand the behavior of dust grains in complex plasma (in space, in laboratory, or in technological applications). An electrodynamic trap is often utilized for both holding a single grain and continuously measuring its charge-to-mass ratio. We propose a modified design of the linear quadrupole trap with the electrodes split into two parts; each of them being supplied by a designated source. The paper presents basic calculations and the results of the trap prototype tests. These tests have confirmed our expectations and have shown that the suggested solution is fully applicable for the dust charging experiments. The uncertainty of determination of the dust grain charge does not exceed  $10^{-3}$ . The main advantages of the suggested design in comparison with other traps used for dust investigations can be summarized as: The trap (i) is more opened, thus it is suitable for a simultaneous application of the ion and electron beams and UV source; (ii) facilitates investigations of dust grains in a broader range of parameters; and (iii) allows the grain to move along the axis in a controlled way. © 2012 American Institute of Physics. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4766955>]

### I. INTRODUCTION

After its invention in the 1950s, an electrodynamic quadrupole trap (generally referred to as Paul trap<sup>1</sup>) and/or its different modifications quickly proved to be an extremely powerful tool for the experimental investigation of a wide range of phenomena. Various designs of traps are applied in formation of ion Coulomb crystals, in quantum computations, for application in optical frequency metrology, ion mass spectrometry, or high-resolution optical and microwave spectroscopy and many others.

Although originally developed for ion spectroscopy,<sup>2</sup> the method of trapping charged particles with time-varying electric fields is not restricted to atomic or molecular ions but is used equally to charged microparticles. It has been successfully employed to investigate single micron-sized grains.<sup>3</sup> Using this technique, photoemission experiments with the UV radiation<sup>4,5</sup> and rotation and alignment of dust grains by the radiation pressure<sup>6</sup> have been performed. A similar set-up was used in laboratory experiments where micron-sized grains bombarded by keV electrons were stored and a size dependence (observed by Svestka, Cermak, and Grün<sup>7</sup> and qualitatively explained by Chow, Mendis, and Rosenberg<sup>8</sup>) was investigated. An electrodynamic quadrupole inside an ultrahigh vacuum chamber was applied by Cermak, Grün, and Švestka<sup>9</sup> to trap grains of micron and submicron sizes which were charged by electron and ion beams of energies up to 5 keV.

In recent years, a 3D quadrupole trap<sup>10–12</sup> operating under ultrahigh vacuum conditions ( $10^{-7}$  Pa) was used for investigations of different charging processes on single grains from various materials. The experiments focused on secondary and ion or electron field emissions and on grain sputtering were

reported.<sup>13–19</sup> Also Grimm *et al.*<sup>20</sup> studied the charging of dust particles in a high vacuum quadrupole trap, however, the grains were exposed to soft X rays in this case.

In the paper, we propose a linear quadrupole trap based on the ion trap technique for investigations of dust grains in wide ranges of their parameters. Our modified version of a trap uses each rod divided into two parts and split into two isolated cylinders. The paper discusses different requirements on both ion and dust traps, presents basic equations governing the motion of the grain within the trap and analyzes possible errors. We also describe the trap realization, its properties, and its experimental verification based on its first prototype.

### II. DIFFERENCES BETWEEN ION AND DUST TRAPS

Although the problems of trapping a single charged dust grain or an ensemble of ions are similar in principle, there are important differences that should be taken into account in the trap design. Let us list the expected ranges of parameters of the investigated grains:

- Grain dimensions: 0.1–100  $\mu\text{m}$
- Grain mass:  $10^{-18}$ – $10^{-9}$  kg
- Specific charge:  $\pm(10^{-3}$ – $10^2)$  C/kg
- Rate of specific charge changes: up to 10 C/(kg s)

As it can be seen from this list, the trap for the dust charging experiment should enable a stable grain trapping in much broader ranges of parameters than the ion trap. Another important difference is that the ion trap is used for trapping of a limited number of ion species that differ only slightly in their specific charges and these specific charges are known. Moreover, the fact that the ion outside a given range of

specific charges will leave the trap can often help to purify the trap content. By contrast, the dust trap should allow measuring the grain specific charge and provide the stable trapping even under fast changes of this charge by several orders of magnitude.

The known specific charges of ions can be used for calibration of a trap. However, the dust trap cannot be calibrated in this way and the only possibility for absolute measurements is to rely on calculations. Such calculations are difficult even for a very simple geometry, thus it is important to keep the trap design close to that used in calculations.

### III. PROBLEMS OF DUST PARTICLE TRAPS

The charge of the trapped micron and submicron grains can be determined either by the additional dc field [as demonstrated e.g., by Ref. 21] or by measuring the frequency of the grain oscillations (so-called the secular frequency) [e.g., Refs. 9 and 11]. The latter technique is more precise and reliable if the grain oscillatory motion does not depend on the oscillation amplitude and/or on the grain location within the trap. It means that the force holding the grain inside the trap (confining force) should be proportional to its displacement or, in other words, the corresponding potential should be parabolic. Thus, the only non-zero term of the expansion of the electric field inside the trap should be the quadrupole (harmonic) term and higher multipole (anharmonic) terms should be suppressed in a sufficiently large volume of the trap.

Since the gravitational forces acting on a weakly charged grain significantly exceed the confining force that is proportional to square of the grain charge in quadrupole traps, the gravity should be compensated by an additional dc voltage. However, the electric force is proportional to the grain charge and fast variations of the grain charge lead to a corresponding change of the location of the investigated grain with respect to the trap center. As noted above, the confining force depends on the grain charge and its variations lead to the changes of the oscillation amplitude. Many dust charging experiments<sup>6</sup> use an interaction of the trapped grains with the surrounding gas for the damping of grain oscillations. However, a simulation of the conditions in the interplanetary space requires ultrahigh-vacuum conditions and another method of control of the oscillation amplitude is required.

The damping force should be in anti-phase with the grain motion, thus the grain position should be continuously recorded and this signal used in the feedback loop. In order to reach a sufficient accuracy of the damping system, the amplitude of the grain motion would be approximately 1 mm. Since the maximum size of the trap is limited by the applied RF voltage ( $\approx$ up to several kV), the amplitude of grain oscillations is approximately 1/10 of the trap inner radius. Cermak, Grün, and Švestka<sup>9</sup> suggested using auxiliary electrodes for this purpose but their application leads to increase of a content of higher multipole terms inside the trap, thus a solution that uses the trap electrodes for the damping voltages would be preferred.

To ensure a homogeneous illumination of the trapped grain with particle beams, their cross-sections should be larger than the expected amplitude of motion. Consequently,

only a small portion of the beam particles will interact with the investigated grain and the rest of particles should leave the trap without any interaction with its electrodes because photoelectrons and/or secondary electrons generated due to such interaction would spoil the measurements. This is the major problem of traps that use the rotationally symmetric design [e.g., Refs. 6, 7, 9 and 21].

### IV. SUGGESTED SOLUTION OF A LINEAR TRAP

From these limitations it follows that the trap based on a linear quadrupole<sup>22</sup> would be a possible solution because it can be designed as open as possible and provides free path for particle and photon beams along its major axis and two planes among trap rods. However, a standard linear four-rod trap can confine the grain along the trap axis rather than just in a single point of the coordinate space.

Several modifications were proposed for the grain confinement along the quadrupole main axis. Some authors suggested to split each quadrupole rod into two<sup>23</sup> or three<sup>24,25</sup> parts allowing a dc voltage to be applied to the eight end-electrode pieces. Another possibility is to use auxiliary dc electrodes<sup>26</sup> that produce the confining electric field. Such trap variations are often used in quantum computations<sup>27</sup> and in investigations of large ion Coulomb crystals.<sup>28,29</sup>

An analysis of these trap configurations<sup>26</sup> has shown that splitting of the electrodes into three parts and an application of the dc confining voltage on the end parts of rods substantially increases the anharmonic terms of the trap field. This problem can be partly compensated by a combination of RF and dc voltages on these parts of electrodes [e.g., Ref. 26]. Since the peculiarities of the dust charging experiment require an addition of the dumping signals to the voltages supplying the electrodes, this solution leads to 12 high-voltage broadband RF amplifiers. On the other hand, the solution with additional dc electrodes does not spoil the quadrupole field within a reasonable volume around the trap center but it requires an application of large voltages. Reaching typical values of confining force achieved in our present quadrupole trap would require  $\approx$ 50 kV of the dc voltage and the dumping signals would be added to this voltage. Pedregosa *et al.*<sup>26</sup> suggested a modification of the shape of the dc electrodes that leads to decrease of this voltage but such version enhances the anharmonic terms of the quadrupole field.

Moreover, the confining dc electric field would affect the trajectory of low-energy ion and electron beams used for the grain charging. In the case of the ac electric fields, the beams can be switched-on for a short period around the zero voltage but the dc voltage would be switched-off when the particle beams are in operation. A periodic switching of the high-voltages would cause problems of sensitive detection electronics because relatively large electrodes would serve as effective antennas.

Last but not least, the dc confinement depends on the sign of the trapped grain charge. This is not critical for ion traps, however, the charge sign of the dust grain can change even in course of the experiment and one of our aims is investigation of this process.



FIG. 1. The geometry and dimensions of the trap. The origin of coordinates is situated in the center of the trap.

### A. The electric field in the trap

We propose to use the classical (four-rod) linear quadrupole and to split each electrode into two parts with a small insulating gap in between. The main idea of the trap is based on a superposition of three ac quadrupole fields. The design of such solution is shown in Fig. 1. The figure shows the trap geometry and defines the coordinate system used in our calculations. The parts of rods are labeled with  $a, b, \dots, h$ . Figure 2 schematically demonstrates the voltages providing three quadrupole fields. If we neglect the insulating gap, the voltages  $\pm V_z$  shown in the left part of the figure will create the quadrupole field in the plane  $z = 0$  because this is a standard linear quadrupole. The middle and right panels show the potentials creating the quadrupole fields in planes  $x = 0$  and  $y = 0$ , respectively. We would like to note that we expect the same frequency and zero phase shift of both  $V_z$  and  $V_{xy}$ . The voltage applied onto the particular electrode is a sum of partial voltages shown in Fig. 2. It means that the half-rods will be supplied by

$$\begin{aligned} V_a &= -V_z + V_{xy} - V_{xy} = -V_z, \\ V_b &= +V_z - V_{xy} - V_{xy} = +V_z - 2V_{xy}, \\ V_c &= +V_z + V_{xy} + V_{xy} = +V_z + 2V_{xy}, \\ V_d &= -V_z - V_{xy} + V_{xy} = -V_z, \\ V_e &= -V_z - V_{xy} + V_{xy} = -V_z, \\ V_f &= +V_z + V_{xy} + V_{xy} = +V_z + 2V_{xy}, \\ V_g &= +V_z - V_{xy} - V_{xy} = +V_z - 2V_{xy}, \\ V_h &= -V_z + V_{xy} - V_{xy} = -V_z. \end{aligned} \quad (1)$$

The simplified view suggests that only three different HV supplies (amplifiers) can be used. This is true for the grain confinement but additional requirements such as a compensation of the gravity force or damping of the grain oscillation amplitude lead to a requirement of a dedicated supply for each half-rod.

The voltage supplying the trap maintains the central symmetry (the voltage on the electrodes and the potential inside the trap do not change if we invert the coordinates). The lowest multipole term that such field can form is the quadrupole term. The electric potential  $\varphi$  inside the trap is a result of su-

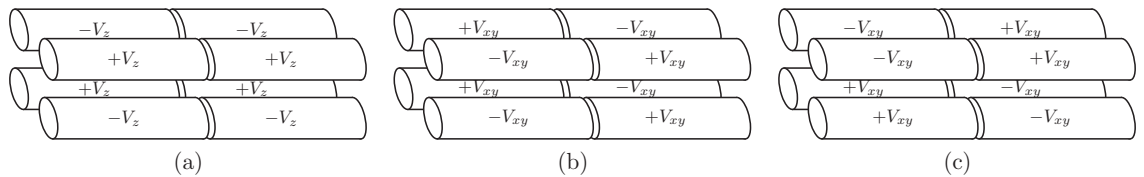


FIG. 2. Sketch of the voltages on electrodes forming the electric potentials  $\varphi_z$ ,  $\varphi_y$ , and  $\varphi_x$ , respectively. The voltage applied on a particular segment of the rod is a sum of partial voltages shown in the figure.

perposition of three partial potentials referred hereafter as  $\varphi_x$ ,  $\varphi_y$ , and  $\varphi_z$ . The potential  $\varphi_z$  is generated by an alternating voltage of amplitude  $V_z$  applied to the rods according to Fig. 2. The resulting electric field does not change the sign if we invert direction of the  $z$  axis but changes the sign if the direction of any of remaining two axes is inverted. Therefore, the only possible quadrupole term is proportional to  $xy$ . Introducing the geometrical factor  $\lambda_z$  and neglecting the higher multipole terms, we can write the equation,

$$\varphi_z = \lambda_z V_z \cdot \frac{xy}{r_0^2} \cdot \cos \omega t, \quad (2)$$

where  $r_0$  is the radius of the inner void cylinder (see Fig. 1, right) and  $\omega$  is the angular frequency of the applied voltage. Note that the quadrupole term does not depend explicitly on the rod radius  $R$  in this approximation. The exact solution of the potential inside the trap<sup>30</sup> shows that the parameter  $\lambda_z$  weakly depends on the ratio  $R/r_0$  that determines the content of higher multipole terms. These terms lead to an anharmonic motion of the trapped grain but, according to Douglas *et al.*<sup>31</sup>, they are suppressed for the  $R/r_0$  ratio around 1.1.

Analogously, we take advantage of the symmetry of other components of the potential (see Fig. 2). The geometrical factor for both of them is the same and we define  $\lambda_{xy} = \lambda_x = \lambda_y$ . The both fields are formed by the voltage of amplitude  $V_{xy}$ . The respective equations are

$$\varphi_x = \lambda_{xy} V_{xy} \cdot \frac{yz}{r_0^2} \cdot \cos \omega t, \quad (3)$$

$$\varphi_y = \lambda_{xy} V_{xy} \cdot \frac{xz}{r_0^2} \cdot \cos \omega t. \quad (4)$$

The amplitude of the electric potential can be written as  $\varphi_0(r) = (\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z)_{t=0}$  and the corresponding amplitude of the electric field as  $E_0(r) = \nabla \varphi_0(r)$ . Using the amplitude of the electric field, we can define the effective mechanical potential (i.e., the potential of the virtual field affecting the motion of the charged grain inside the electric field of sufficient frequency) according to Gerlich:<sup>32</sup>

$$u_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \frac{Q^2}{4m\omega^2} \cdot |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2, \quad (5)$$

where  $Q$  and  $m$  are the charge and mass of the trapped grain, respectively.

### B. Secular frequency

The superposition of the potentials given by Eqs. (2)–(4) forms the effective potential with a minimum in the center of the trap. Free oscillations of the grain inside the trap can be

thus described by eigenvectors and eigenvalues of the operator,  $-\nabla u_{\text{eff}}$  (the operator of the force induced by the effective potential acting on the trapped grain). The equation of this operator can be simply obtained by the substitution of (2)–(4) into (5).

$$\begin{aligned} (-\nabla u_{\text{eff}}) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} &= -\frac{Q^2}{4m\omega^2} \cdot \nabla |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 \\ &= -\frac{Q^2}{4m\omega^2} \cdot \nabla |\nabla \varphi_0(\mathbf{r})|^2 \\ &= -\frac{Q^2}{4m\omega^2 r_0^4} \cdot \nabla |(\lambda_{xy} V_{xy} z + \lambda_z V_z y, \lambda_{xy} V_{xy} z \\ &\quad + \lambda_z V_z x, \lambda_{xy} V_{xy} (x + y))|^2. \end{aligned} \quad (6)$$

We define the ratio of components of the electric field:

$$C = \frac{\lambda_{xy} V_{xy}}{\lambda_z V_z} \quad (7)$$

and apply this relation to the previous expression:

$$\begin{aligned} (-\nabla u_{\text{eff}}) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \\ = -\frac{Q^2 \lambda_z^2 V_z^2}{4m\omega^2 r_0^4} \cdot \nabla |(Cz + y, Cz + x, C(x + y))|^2 \end{aligned}$$

$$= -\frac{Q^2 \lambda_z^2 V_z^2}{2m\omega^2 r_0^4} \cdot \begin{pmatrix} C^2 + 1 & C^2 & C \\ C^2 & C^2 + 1 & C \\ C & C & 2C^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (8)$$

We can rotate the coordinate system in such a way that the matrix representation of the operator will be diagonal. We get a new coordinate system  $(x', y', z')$  rotating by  $\pi/4$  around the  $z$  axis and then rotating by  $\theta$  around the  $x'$  axis. The exact value of  $\theta$  depends on  $C$  as it is depicted in Fig. 3. The transformation matrix from the coordinates in a system  $(x, y, z)$  to the coordinates in the system  $(x', y', z')$  is

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

where

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{1}{2\sqrt{8C^2 + 1}}}. \quad (10)$$

Since the operator  $-\nabla u_{\text{eff}}$  is purely diagonal in the new coordinate system, its eigenvectors (thus the principal directions of oscillations) are the base vectors of the new coordinate system:

$$(-\nabla u_{\text{eff}}) = -\frac{Q^2 \lambda_z^2 V_z^2}{4m\omega^2 r_0^4} \cdot \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 4C^2 + 1 - \sqrt{8C^2 + 1} & 0 \\ 0 & 0 & 4C^2 + 1 + \sqrt{8C^2 + 1} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

The eigenvalues,  $\alpha_i$ , of this operator determine the frequency of oscillations of the grain along the respective axis (secular frequency),  $\Omega_i$ :

$$\Omega_i = \sqrt{-\frac{\alpha_i}{m}} = \frac{Q}{m} \cdot \frac{\lambda_z V_z}{2\omega r_0^2} \cdot \begin{cases} \sqrt{2} & \text{for } i = 1, \\ \sqrt{4C^2 + 1 - \sqrt{8C^2 + 1}} & \text{for } i = 2, \\ \sqrt{4C^2 + 1 + \sqrt{8C^2 + 1}} & \text{for } i = 3. \end{cases} \quad (12)$$

The factor  $\lambda_z$  is easy to compute because it is a geometrical factor of an ordinal quadrupole consisting of four cylindrical rods. We slightly modified our design from the optimal ratio of a rod diameter and rod spacing and used 0.8 instead of 1.1 to get a more open trap. Beránek *et al.*<sup>30</sup> have shown that such deviation does not significantly affect the trap characteristics and the value of the geometrical factor of this particular trap geometry is

$$\lambda_z = 1.95. \quad (13)$$

On the other hand, the determination of the second geometrical factor,  $\lambda_{xy}$ , is difficult because it belongs to the component of the field generated by the voltage between the two

parts of a single rod; solving such field is a three-dimensional problem.

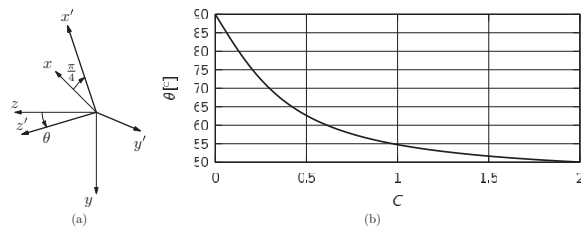


FIG. 3. Transformation of the coordinate system.



115109-5 Beránek *et al.*Rev. Sci. Instrum. **83**, 115109 (2012)

To make the calculations easier, we introduce symbols for general electric potentials,  $\Phi_x$  and  $\Phi_y$ , induced by the voltages according to Fig. 2 (center and right). We do not limit the calculations to the quadrupole term only but we assume a basic symmetry reflecting the symmetry of voltage supplies. It can be expressed by following identities:

$$\begin{aligned}\Phi_x(x, y, z) &= \Phi_x(-x, y, z) = -\Phi_x(x, -y, z) \\ &= -\Phi_x(x, y, -z),\end{aligned}\quad (14)$$

$$\begin{aligned}\Phi_y(x, y, z) &= -\Phi_y(-x, y, z) = \Phi_y(x, -y, z) \\ &= -\Phi_y(x, y, -z),\end{aligned}\quad (15)$$

$$\Phi_x(x, y, z) = \Phi_y(y, x, z). \quad (16)$$

Both  $\Phi_x(x, y, z)$  and  $\Phi_y(x, y, z)$  are even functions of variable  $z$ , therefore they are equal to zero in the whole plane  $z = 0$  together with partial derivatives,  $\partial/\partial x$  and  $\partial/\partial y$ . A sum of  $\Phi_x$  and  $\Phi_y$  is zero in the plane  $x = -y$  that follows directly from equations above and the same is true for the partial derivative  $\partial/\partial z$  in this plane. In the intersection of both planes (i.e., along the line  $x = -y, z = 0$ ), there is the zero sum of potentials  $\Phi_x + \Phi_y$  and the zero electric field generated by such potential. Thus, the oscillations along this line (i.e., the axis  $\mathbf{x}'$ ) are independent of an actual amplitude and form of the electric field induced by the voltage  $V_{xy}$ . The only remaining field is the standard electric field of the linear quadrupole generated by the voltage of  $V_z$ .

While not important for measurements of a charge-to-mass ratio, the shapes and magnitudes of  $\Phi_x$  and  $\Phi_y$  electric fields are principal for the trap design. We have solved this three-dimensional problem using the Laplace solver of the SIMION<sup>®</sup> software<sup>33</sup> for dimensions of the trap used in our prototype. The results of numerical calculations have been fitted by spherical harmonics. The most significant terms of the fit are as follows:

$$\begin{aligned}\Phi_x(x, y, z) &= \left( 1.70 \frac{yz}{r_0^2} - 1.26 \frac{4xz^3 - 3x^3z - 3y^2xz}{r_0^4} \right. \\ &\quad \left. - 0.47 \frac{x^3z - 3y^2xz}{r_0^4} \right) \cdot V_{xy} \cos \omega t.\end{aligned}\quad (17)$$

A formula for the potential  $\Phi_y$  is same but with  $x$  and  $y$  interchanged. The grain should move in the region where the distance from the trap center is less than  $0.1r_0$ , therefore the original assumption of the quadrupole field can be considered to be valid with a sufficient accuracy based on the numerical results.

According to Eq. (17), we can express the coefficient  $C$  as a function of the ratio of voltages:

$$\lambda_{xy} = 1.70 \quad \Rightarrow \quad C = 0.87 \cdot V_{xy}/V_z. \quad (18)$$

Nevertheless, we would like to note that the first eigenvalue of operator Eq. (11) does not depend on  $C$  and thus the determination of the grain charge from  $\Omega_1$  would not depend on  $V_{xy}$ .

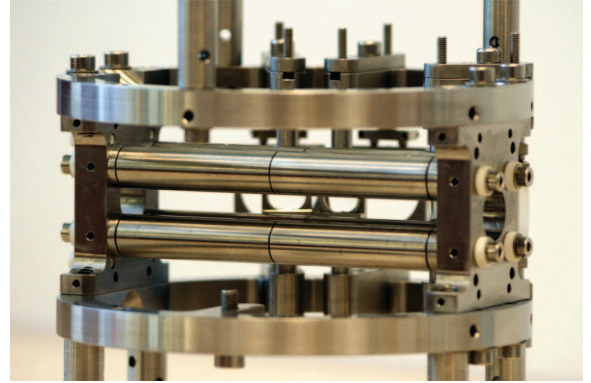


FIG. 4. The photo of the mechanical set-up of the new trap with holders.

## V. EXPERIMENTAL VALIDATION

This section describes briefly a prototype of the trap that was built with motivation to check the theoretical considerations given above and analyzes the results of the prototype tests.

The trap is formed from four cylindrically shaped electrodes, each of them being split into two isolated cylinders of equal length on the common axis. The dimensions of the trap are as follows: the radius of each of four rods,  $R$ , is 6 mm, the rods are positioned around an inner empty cylinder of radius  $r_0 = 7.5$  mm. The total length of the trap is 90 mm and the gaps dividing the rods are 0.5 mm wide. A photo of the assembled trap is shown in Fig. 4.

### A. Experimental set-up

The trap was mounted inside a vacuum chamber that can be pumped down to ultrahigh vacuum ( $<10^{-5}$  Pa). For validation, spherical  $\text{SiO}_2$  grains 3–8  $\mu\text{m}$  in diameter were used for several reasons: (1) the electron microscope revealed their almost perfectly spherical shape; (2) we have already investigated these grains and thus we know that they do not tend to form clusters; and (3) according to preliminary calculations, this diameter fits well to frequency and amplitude ranges of HV amplifiers used for the tests.

We dropped the grains into the powered trap from a dispenser and charged them during their fall by the electron beam until one of them had been trapped. The charge-to-mass ratio of the grain was of the order of  $10^{-2}$  C/kg. The oscillations of the trapped grain were damped by a buffer gas (helium) and then the chamber was pumped down again. A trapped grain is irradiated by a red diode laser modulated by 10 kHz. The laser light scattered by the grain is collected by a simple lens system, and the magnified grain image is projected onto the entrance fiber optics of an image intensifier. The intensifier output is optically coupled to a PIN diode serving as a position sensitive detector. Signals from the PIN diode are amplified by narrow band and lock-in amplifiers prior to the coordinates of the light spot are determined.<sup>10,11,34</sup> The system provides electrical signals that are proportional to the grain current position in two axes. Processing of these signals al-

lows us to estimate the grain oscillation frequency and amplitude. The frequency of the vertical projection is then used for a determination of the grain specific charge. Both vertical and horizontal projections of the oscillations are used for production of signals for the amplitude stabilization. The electronic systems for detection of the motion and damping are similar to those used in another dust charging experiments [for more apparatus details, see Refs. 11 and 34].

All electrodes of the trap were powered by synchronous signals generated by a single tunable RF generator. The signals for each rod consisted of this RF signal amplified by an appropriate factor and summed with the signals for the gravity compensation and for damping of grain oscillations. Finally, these signals were amplified 500 times by eight independent linear high voltage amplifiers. Consequently, we can arbitrary change the  $V_{xy}/V_z$  ratio during the measurement.

## B. Verification of the trap operation

We measured all three secular frequencies of a single grain at various settings of the trap supply (voltage and frequency). We plotted the ratio of these frequencies (Fig. 5) and fitted the theoretical curve given by Eq. (12). As it can be seen from the figure, the measured frequency ratios (points) follow their predictions, small disagreements are not systematic and they can be attributed to the noise of the detection system.

We recorded the motion of the grain by a video camera oriented roughly in the direction of the  $x$  axis (diverted  $17^\circ$  toward the  $z$  axis). The trap supply was set in such a way that  $C = 0.914$  and three principal modes of oscillations observed by the camera are shown in Fig. 6. The expected directions of the grain oscillations in a particular mode according to the theory presented above are indicated by the arrows. Due to a symmetry of the trap, the oscillations along the  $x'$  direction are driven by the “ordinary” field of the linear quadrupole,  $\varphi_z$ , and the frequency should not be affected by the remaining components of the electric field. We can compute the charge-to-mass ratio of the grain from the angular frequency,  $\Omega_1$  of

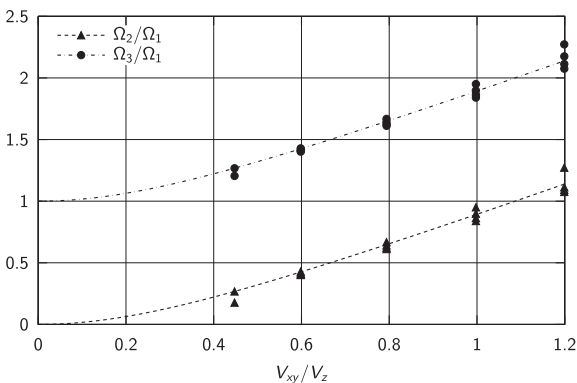


FIG. 5. The ratio of measured frequencies of three modes of oscillations at various settings of the trap. The curves are computed according to the theory shown above, coefficient  $\lambda_{xy}$  is determined by least squares fit.

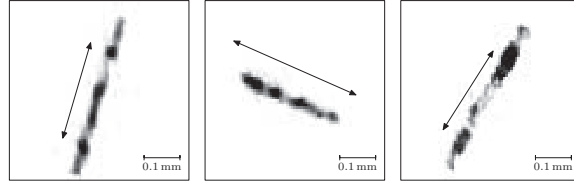


FIG. 6. The principal modes of oscillations inside the trap observed by the video camera (from left to right:  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ ,  $\Omega_3$ ). Note that the camera was tilted with respect to quadrupole axes. The ratio of voltages was such that  $C = 0.914$ .

the oscillations along this axis:

$$\frac{Q}{m} = \frac{\sqrt{2}r_0^2}{\lambda_z} \cdot \frac{\Omega_1 \omega}{V_z}. \quad (19)$$

Equation (19) is based on an approximation of the effective potential which is not exact. There is a necessary assumption that the supply voltage frequency is much larger than the secular frequency. Therefore, the error decreases with a decreasing ratio of the secular frequency to the supply voltage frequency.

The precise solution of the motion in an alternating quadrupole field employs the Mathieu’s differential equation. Solving this equation, we can obtain an additional factor correcting the result of Eq. (19). This factor can be expressed by an infinite sum but we can limit ourself to first two terms and express the correction factor,  $K$  as<sup>34</sup>

$$K = \frac{1}{\sqrt{1 + (1.8 \cdot \frac{\Omega_1}{\omega})^2}}, \quad (20)$$

where  $\Omega_1$  is the angular frequency of the oscillations of the grain and  $\omega$  is the angular frequency of the voltage supplying the trap.

We measured the secular frequency of the same grain keeping a constant charge-to-mass ratio under various values of the frequency of the supply voltage (therefore, varying the  $\Omega_1/\omega$  ratio). Figure 7 shows the relative change of the computed charge-to-mass ratio of the grain without and with the correction. We can conclude that the correction according to

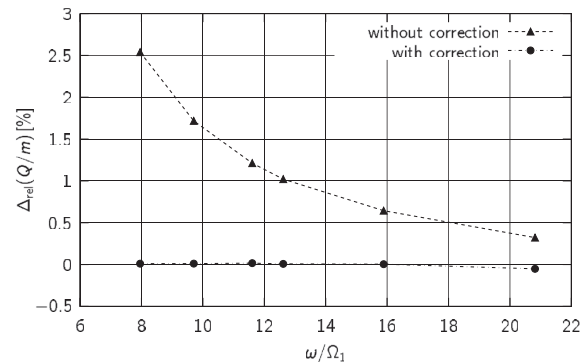


FIG. 7. A change of the measured charge-to-mass ratio at various values of the ratio of the supply voltage and secular frequencies. The correction term (20) almost makes the effect of the low  $\omega/\Omega_1$  ratio negligible.

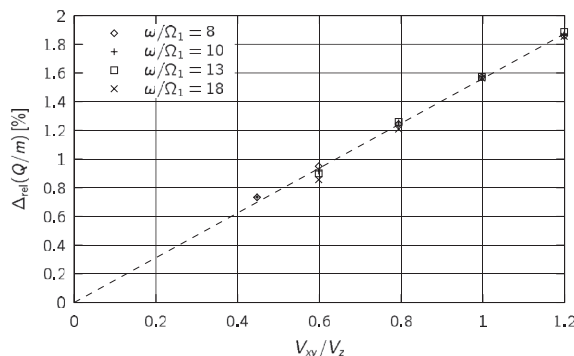


FIG. 8. A change of the measured charge-to-mass ratio,  $Q/m$  at various values of the ratio of  $V_{xy}$  and  $V_z$ . The determined  $Q/m$  is almost independent on the ratio of the secular and supply frequencies and obeys a linear dependence.

Eq. (20) provides the charge-to-mass ratio almost independent of the frequency applied on the quadrupole.

As a next step, we measured the change of the secular frequency,  $\Omega_1$  while varying the voltage  $V_{xy}$ . As we mentioned above, there should be no change of the grain oscillation frequency because the electric field inside the trap is symmetric (see Eq. (11)). However, the calculations neglect the gap between half-rods and the manufacturing of the prototype can introduce some asymmetries.

The measured data show a linear dependence of the relative error of the  $Q/m$  ratio on the  $V_{xy}/V_z$  ratio (see Fig. 8). One would intuitively expect that a correct value of  $Q/m$  is that for  $V_{xy} = 0$  but we are not able to measure the secular frequency when the voltage  $V_{xy}$  is too low because the grain would not be safely trapped. As it can be seen in Fig. 8, the linear fit is an appropriate description of the dependence of measured  $Q/m$  on  $V_{xy}/V_z$ , thus it can be easily corrected. Nevertheless, we did an additional modeling in order to find the most probable source of this error.

We simulated few possible inaccuracies of the trap geometry and computed the electric field under such assumptions. We have found that the mechanical design of the trap is sensitive to misalignment in the  $z$  direction. While a change of the width of the insulation gap between two parts of each half-rod has a negligible effect, the longitudinal shift of the whole gap is important. The measured dependence of  $Q/m$  on  $V_{xy}/V_z$  matches the assumed effect of the shift of a single rod by approximately 0.15 mm. It is difficult to eliminate such error because the gaps should be open and no insulators can be used to fix their positions and widths. Nevertheless, the relative errors analyzed in Figs. 7 and 8 are of the order of  $10^{-2}$  and suggested compensations would decrease these errors by an order of magnitude.

The determination of the absolute values of the grain specific charge relies on the calculations that use the trap dimensions, amplitude of the voltage on quadrupole electrodes and its frequency as an input. Thus, the resulting error is a function of the errors of all these parameters. Among them, the determination/stabilization of the amplitude of the high voltage (often kV) in a broad range of frequencies would be probably the major contributor to the resulting error of the spe-

cific charge determination. Moreover, the calculations assume the harmonic potential inside a sufficiently large volume of the trap. The anharmonic components of this potential would cause the change of the oscillation frequency with its amplitude and/or an increase of the oscillation amplitude with time. We have changed the oscillation amplitude between 0.1 and 1 mm and did not observe measurable change of the grain frequency. We did not find any recordable change of the oscillation amplitude in course of several minutes with an electrical damping switched off. We believe that it means a contribution of higher multipole terms is negligible.

## VI. SUMMARY

We propose a novel design of the electrodynamic trap geometry that allows us to catch and hold a charged grain inside the trap and to measure its charge-to-mass ratio. It is possible to control and damp oscillations of the grain by small auxiliary voltages applied on the rods of the trap. Including the suggested corrections, a relative error of the order of  $10^{-3}$  over a broad range of operational settings can be reached.

Computed charge-to-mass ratio is inversely proportional to the supply voltage, thus the relative error of the voltage contributes to the total error. Taking into account that this voltage is in the kV range, we suppose that the uncertainty of the voltage amplitude will be a major source of the errors, especially when operating over a broad range of frequencies.

As we expected, the proposed geometry is much more open than the trap with hyperbolic electrodes. Its configuration allows the trapped grain to oscillate in the almost purely quadratic effective potential even at a relatively large distance from the trap center.

The trap can be used in a wide range of values of the  $V_{xy}/V_z$  ratio. It is even possible to switch-off  $V_{xy}$  completely and to let the grain to leave the trap along the axis in a controlled way. This feature could be utilized in the experiments where another measurements on a particular grain prior to or after its investigation in the quadrupole trap are needed.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported partly by the Research plan MSM 0021620860 financed by the Ministry of Education of the Czech Republic, partly supported by the Czech Grant Agency under Contract Nos. 202/08/0063 and 209/11/1412, and in part funded by the Grant Agency of Charles University (GAUK 171410).

<sup>1</sup>W. Paul, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 531 (1990).

<sup>2</sup>W. Paul and H. Steinwedel, "Apparatus for separating charged particles of different specific charges," German patent 944,900 (1956).

<sup>3</sup>R. Wuerker, H. Shelton, and R. Langmuir, *J. Appl. Phys.* **30**, 342 (1959).

<sup>4</sup>M. Abbas, P. Craven, J. Spann, E. West, J. Pratico, D. Tankosic, and C. Venturini, *Phys. Scr.* **T98**, 99 (2002).

<sup>5</sup>M. Abbas, P. Craven, J. Spann, W. Witherow, E. West, D. Gallagher, M. Adrian, G. Fishman, D. Tankosic, A. LeClair, R. Sheldon, and E. Thomas, *J. Geophys. Res.* **108**, 1229, doi:10.1029/2002JA009744 (2003).

<sup>6</sup>M. Abbas, P. Craven, J. Spann, D. Tankosic, A. LeClair, D. Gallagher, E. West, J. Weingartner, W. Witherow, and A. Tielens, *Astrophys. J.* **614**, 781 (2004).

115109-8 Beránek *et al.*Rev. Sci. Instrum. **83**, 115109 (2012)

- <sup>7</sup>J. Svestka, I. Cermak, and E. Grün, *Adv. Space Res.* **13**, 199 (1993).
- <sup>8</sup>V. Chow, D. Mendis, and M. Rosenberg, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22**, 179 (1994).
- <sup>9</sup>I. Cermak, E. Grün, and J. Švestka, *Adv. Sp. Res.* **15**, 59 (1995).
- <sup>10</sup>P. Žilavý, Z. Sternovský, I. Čermák, Z. Němeček, and J. Šafránková, *Vacuum* **50**, 139 (1998).
- <sup>11</sup>J. Pavlů, A. Velyhan, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, I. Čermák, and P. Žilavý, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 704 (2004).
- <sup>12</sup>J. Pavlů, I. Richterová, Z. Němeček, J. Šafránková, and I. Čermák, *Faraday Discuss.* **137**, 139 (2008).
- <sup>13</sup>J. Pavlů, J. Šafránková, Z. Němeček, and I. Richterová, *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 169 (2009).
- <sup>14</sup>I. Richterová, M. Beránek, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková, *Phys. Rev. B* **81**, 075406 (2010).
- <sup>15</sup>I. Richterová, Z. Nemecek, J. Pavlů, M. Beranek, and J. Safrankova, *Icarus* **212**, 367 (2011).
- <sup>16</sup>M. Jerab, I. Richterová, J. Pavlů, J. Safrankova, and Z. Nemecek, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35**, 292 (2007).
- <sup>17</sup>M. Jerab, J. Vaverka, M. Vysinka, Z. Nemecek, and J. Safrankova, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**, 798 (2010).
- <sup>18</sup>Z. Nemecek, J. Pavlů, J. Safrankova, M. Beranek, I. Richterová, J. Vaverka, and I. Mann, *Astrophys. J.* **738**, 14 (2011).
- <sup>19</sup>I. Mann, A. Pellinen-Wannberg, E. Murad, O. Popova, N. Meyer-Vernet, M. Rosenberg, T. Mukai, A. Czechowski, S. Mukai, J. Safrankova, and Z. Nemecek, *Space Sci. Rev.* **161**, 1 (2011).
- <sup>20</sup>M. Grimm, B. Langer, S. Schlemmer, T. Lischke, U. Becker, W. Widdra, D. Gerlich, R. Flesch, and E. Rühl, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 066801 (2006).
- <sup>21</sup>J. Spann, M. Abbas, C. Venturini, and R. Comfot, *Phys. Scr.* **T89**, 149 (2001).
- <sup>22</sup>J. D. Prestage, G. J. Dick, and L. Maleki, *J. Appl. Phys.* **66**, 1013 (1989).
- <sup>23</sup>M. G. Raizen, J. M. Gilligan, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. A* **45**, 6493 (1992).
- <sup>24</sup>M. Drewsen and A. Brøner, *Phys. Rev. A* **62**, 045401 (2000).
- <sup>25</sup>M. Drewsen, I. S. Jensen, N. Kjærgaard, J. Lindballe, A. Mortensen, K. Mølhave, and D. Voigt, *J. Phys. B* **36**, 525 (2003).
- <sup>26</sup>J. Pedregosa, C. Champenois, M. Houssin, and M. Knoop, *Int. J. Mass Spectrom.* **290**, 100 (2010).
- <sup>27</sup>J. I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- <sup>28</sup>M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær, J. S. Hangst, and J. P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878 (1998).
- <sup>29</sup>P. Herskind, A. Dantan, M. Langkilde-Lauesen, A. Mortensen, J. Sørensen, and M. Drewsen, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **93**, 373 (2008).
- <sup>30</sup>M. Beránek, I. Čermák, M. Jeřáb, J. Pavlů, Z. Němeček, and J. Šafránková, in *WDS'07 Proceedings of Contributed Papers: Part II – Physics of Plasmas and Ionized Media*, edited by J. Šafránková, and J. Pavlů (Matfyzpress, Prague, 2007), pp. 111–118.
- <sup>31</sup>D. J. Douglas, T. A. Glebova, N. V. Konenkov, and M. Y. Sudakov, *J. Tech. Phys.* **44**, 1215 (1999).
- <sup>32</sup>D. Gerlich, “Inhomogeneous RF fields: A versatile tool for the study of processes with slow ions,” in *Advances in Chemical Physics: State-Selected and State-To-State Ion-Molecule Reaction Dynamics, Part 1. Experiment*, *Advances in Chemical Physics*, Vol. 82, edited by C.-Y. Ng, M. Baer, I. Prigogine, and S. A. Rice (Wiley, 1992), pp. 1–176.
- <sup>33</sup>See <http://simion.com> for detailed description of the software package.
- <sup>34</sup>I. Čermák, “Laboruntersuchung elektrischer Aufladung kleiner Staubteilchen,” Ph.D. dissertation (Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1994).