

Université du Québec à Chicoutimi

Mai 1977

MEMOIRE

présenté à

L'UNIVERSITE DU QUEBEC A CHICOUTIMI

comme exigence partielle

pour l'obtention du grade de

MAITRISE ES SCIENCES (ENERGIE)

par

DINH VAN PHUOC

INFLUENCE DU CHAMP ET DE LA CHARGE ELECTRIQUE SUR
LA COLLISION ET LA COALESCENCE DES GOUTTELETTES DE
NUAGE ET SUR L'AGREGATION DES CRYSTaux DE GLACE.



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier sincèrement le Dr. Phan Cong Luan à la fois pour les précieux conseils et l'encouragement qu'il m'a prodigués tout au long de cette étude.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude aux autorités de l'Université du Québec à Chicoutimi pour les facilités tant au point de vue intellectuelles que matérielles qu'ils m'ont données et qui ont été grandement appréciées de ma part.

Poursuivre des études et parallèlement occuper une situation à plein temps m'ont obligé à diminuer mes activités familiales et sociales; aussi j'apprécie fortement la compréhension de mon épouse qui m'a permis enfin d'atteindre l'objectif fixé.

RESUME

Dans la première partie du présent travail nous avons réalisé une étude expérimentale sur la mesure des coefficients de collision et de coalescence des gouttelettes d'eau dont le diamètre se situe entre $2 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$. La méthode consiste à photographier la trajectoire des gouttelettes tombant en chute libre. Les coefficients de collision sont déterminés à partir de ces photographies en mesurant la séparation et la largeur des trajectoires des gouttelettes impliquées dans les collisions. Ces photographies permettent aussi de constater si les gouttelettes se séparent ou non après la collision.

Le résultat montre que la fréquence de coalescence est nulle en l'absence du champ et de la charge électrique. Dans le cas des gouttelettes neutres, cette fréquence augmente presque linéairement entre 100 et 400 V/cm et à partir de 400 V/cm elle augmente plus rapidement. Quant aux gouttelettes chargées dans un champ nul, la fréquence de coalescence est nulle si les particules portent des charges de même signe; par contre si le brouillard est composé de gouttelettes chargées de signe contraire alors la fréquence de coalescence augmente avec la valeur absolue de la charge. Cette augmentation de fréquence est relativement lente pour de faibles charges et devient plus rapide pour des charges plus grandes que 10^{-16}C .

Dans les deux cas (avec champ électrique et charges électriques) il est démontré que le coefficient de coalescence est unitaire. De plus, l'ordre de grandeur du coefficient de collision est trouvé très élevé en accord avec la prédition théorique de Sartor.

Des expériences sur la collision et la coalescence sont aussi menées avec des gouttelettes surfondues et on a constaté que l'effet de la surfusion est insignifiant sur le processus de collision et coalescence.

La deuxième partie de cette étude porte sur l'influence du champ électrique dans l'agrégation des cristaux de glace.

Des cristaux de glace de forme hexagonale (plaquette) et ayant une dimension comprise entre 15 et 50μ m de diamètre sont formés par suite de l'injection de vapeur d'iodure d'argent dans un brouillard de gouttelettes surfondues. Ces cristaux laissés à eux même, tombant ensuite en chute libre à travers une région où règne un champ électrique vertical et négatif (pointé vers le bas). Des échantillons de brouillard de cristaux sont receuillis et analysés.

Le résultat montre que le champ électrique favorise grandement l'agrégation des cristaux de glace. A la lumière des résultats le coefficient d'agrégation doublerait au moins sa valeur à un champ de 1000 V/cm. L'influence du champ électrique devient importante seulement à partir de 400 V/cm. De plus on a constaté aussi que le taux d'agrégation augmente en fonction du champ électrique jusqu'à une certaine limite de l'ordre de 1500 V/cm: à partir de cette valeur du champ, l'influence du champ électrique devient constante. L'existence de cette limite pourrait rendre plausible l'hypothèse disant que le champ électrique favorise plutôt l'adhésion entre cristaux que la collision des cristaux.

TABLE DES MATIERES

	Page
CHAPITRE I INTRODUCTION.	1
1.1 Relation entre l'électricité et certains phénomènes dans l'atmosphère	1
1.2 Objectifs du présent travail	3
CHAPITRE II ELECTRICITE DANS LA BASSE ATMOSPHERE.	4
2.1 Champ électrique terrestre	4
2.1.1 Champ électrique terrestre en beau temps	4
2.1.2 Champ électrique terrestre en temps perturbé.	5
2.2 Ionisation de l'atmosphère et variation du champ électrique terrestre	6
2.2.1 Sources d'ions de l'atmosphère. . .	6
2.2.2 Variation du champ électrique avec l'altitude.	7
2.3 Le champ électrique à l'intérieur des nuages.	9
2.4 Mécanismes de l'électrisation dans les nuages	10
2.4.1 Charges des petits aérosols par diffusion	10

	Page
2.4.2 Théorie de Wilson	12
2.4.3 Mécanisme inductif.	14
2.4.4 Charge par mouvements convectifs. .	16
2.4.5 Electrisation associée à la colli- sion et à la fracture des cristaux de glace.	17
2.4.6 Effet électrique dû à la congéla- tion des gouttelettes surfondues. .	18
2.4.7 Effet électrique dû à la fusion . .	19
2.4.8 Charges dues à la sublimation, la condensation et la vaporisation . . .	20
2.4.9 Effet de la pulvérisation	21
2.5 Charges électriques des éléments de pré- cipitation dans les nuages	21
2.6 L'influence des forces électriques sur des processus physiques des nuages	23
 CHAPITRE III NUAGES DE GOUTTELETTES ET NUAGES DE GLACE . . .	 25
3.1 Nuages de gouttelettes	25
3.1.1 Définition de l'énergie libre . . .	25
3.1.2 Formation de gouttelettes en mi- lieu saturé	26
3.1.3 Condensation sur les noyaux	27
3.1.3.1 Condensation sur les noy- aux neutres et solubles. .	27

	Page
3.1.3.2 Condensation sur des noyaux insolubles	29
3.1.3.3 Condensation sur des noyaux chargés.	29
3.1.4 Constitution des nuages de gouttelettes.	32
3.1.4.1 Mesure des particules.	32
3.1.4.2 Spectre des gouttelettes en surfusion	33
3.2 Nuages de glace.	34
3.2.1 Noyaux glaçogènes	34
3.2.2 Structure et formes des cristaux de glace.	36
3.2.3 Vitesses terminales des cristaux de glace.	38
CHAPITRE IV LA PRECIPITATION.	40
4.1 Généralités.	40
4.2 Précipitation à partir de nuages à température positive.	42
4.2.1 Mécanisme de condensation	42
4.2.2 Mécanisme de coalescence.	49
4.2.2.1 Généralités.	49
4.2.2.2 Coefficient de collision et coefficient de coalescence.	51

	Page
4.2.2.3 Théorie de collision entre gouttelettes	51
4.2.2.4 La coalescence	59
4.2.2.5 Taux de croissance de la gouttelette.	60
4.3 Précipitation à partir de nuages mixtes. .	64
 CHAPITRE V INFLUENCE DU CHAMP ET DE LA CHARGE ELECTRIQUE SUR LA COLLISION ET LA COALESCENCE DES GOUTTELETTES.	 66
5.1 Dispositif expérimental.	66
5.2 Caractéristiques du brouillard	69
5.3 Production de gouttelettes chargées. . . .	73
5.3.1 Champ électrique ionisé dans un système fil-cylindre coaxiaux . . .	73
5.3.2 Charge des particules diélectriques sphériques dans un champ ionisé . .	76
5.3.2.1 Champ électrique autour d'une sphère diélectrique isolée placée dans un champ uniforme E_0	76
5.3.2.2 Charge des sphères diélec- triques dans un champ ionisé	78
5.3.3 Mesure de la charge portée par les gouttelettes.	81

	Page
5.4 Conduite de l'expérience	85
5.5 Influence de l'électricité sur la collision et la coalescence des gouttelettes à température positive	86
5.5.1 Collision et coalescence des gouttelettes neutres dans un champ électrique.	86
5.5.1.1 Coefficient de coalescence	86
5.5.1.2 Fréquence de coalescence .	89
5.5.1.3 Coefficient de collision .	91
5.5.1.4 Discussion	92
5.5.2 Collision et coalescence des gouttelettes chargées dans un champ nul	94
5.5.2.1 Coefficient de coalescence	94
5.5.2.2 Fréquence de coalescence .	94
5.5.2.3 Coefficient de collision .	97
5.5.2.4 Discussion	98
5.6 Cas des gouttelettes surfondues.	98
 CHAPITRE VI INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR L'AGREGATION DES CRYSTaux DE GLACE	100
6.1 Agrégation des cristaux de glace	100
6.1.1 Généralités	100
6.1.2 Adhésion entre cristaux de glace. .	101
6.1.3 Collision entre cristaux de glace .	104

	Page
6.1.4 Taux d'agrégation et coefficient d'agrégation des cristaux de glace.	105
6.2 Influence du champ électrique sur l'agré- gation des cristaux de glace	108
6.2.1 Champ électrique dans un nuage de glace	108
6.2.2 Champ électrique et agrégation des cristaux de glace	109
6.3 Mesures de la fréquence et du taux d'agré- gation des cristaux de glace dans un champ électrique	112
6.3.1 Expériences	112
6.3.1.1 Dispositif expérimental. .	112
6.3.1.2 Champ électrique entre deux grilles chargées. . .	114
6.3.1.3 Technique de moulage des cristaux de glace.	116
6.3.1.4 Déroulement de l'expéri- ence	116
6.3.2 Résultats	117
6.3.3 Interprétation des résultats. . . .	123
6.3.3.1 Nombre de cristaux captu- rés par des flocons (fré- quence d'agrégation) en fonction du champ électri- que.	123

LISTE DES FIGURES

No	Titre	Page
3.1	Attachement d'un embryon sur un noyau insoluble .	30
3.2	Rapport de saturation à l'équilibre d'une gouttelette d'eau, en fonction du rayon du noyau insoluble .	30
3.3	Condensation d'une gouttelette sur un ion.	31
3.4	Gouttelette condensée sur un ion portant une charge élémentaire: rapport de saturation à diverses valeurs de ϵ_∞	31
4.1	Evolution d'une gouttelette d'eau due à la condensation sur un noyau NaCl de 6×10^{-15} g.	48
4.2	Trajectoire limite décrite par une gouttelette(rayon a_1) qui devrait entrer en collision avec une goutte plus grande de rayon a_2 .	50
4.3	Comparaison des Coefficients de Collision tels que calculés par différents chercheurs.	54
4.4	Rayon final atteint par une gouttelette d'eau en fonction de la vitesse ascendante pour des valeurs initiales $R_0 = 20, 30, 40 \mu\text{m}$.	63
5.1	Dispositif expérimental .	67
5.2	Dispositif expérimental(système de décharge de couronne) .	68
5.3	Spectre dimensionnel du brouillard.	72
5.4	Sphère diélectrique dans un champ électrique uniforme.	76
5.5	Trajectoires des gouttelettes chargées tombant en chute libre dans un champ électrique uniforme, horizontal dont la polarité change périodiquement.	83

5.6	Collision élastique entre deux gouttelettes neutres.	87
5.7	Collision inélastique(coalescence) entre gouttelettes neutres dans un champ électrique. Cas a: Collisions entre gouttelettes ayant des trajectoires parallèles.	88
	Cas b: Collision entre gouttelettes ayant des trajectoires non parallèles.	88
5.8	Nombre de coalescences(par 100 clichés) en fonction du champ électrique.	90
5.9	Variation du nombre de coalescences comptées sur 100 clichés en fonction de la charge moyenne des gouttelettes.	95
5.10	Coalescence entre deux gouttelettes chargées dans un champ nul.	96
6.1	Croissance d'un flocon composé initialement de trois cristaux de glace.	107
6.2a	Adhésion des cristaux cylindriques dans un champ électrique.	110
6.2b	Adhésion des cristaux de glace en absence du champ électrique.	111
6.3	Dispositif expérimental.	113
6.4	Augmentation du nombre de cristaux par flocon en fonction du champ électrique.	119
6.5	Agrégation des cristaux de glace($\text{à } E = 1000 \text{ V/cm}$).	121
6.6	Nombre des cristaux capturés par des flocon en fonction du champ électrique.	124

6.7	Taux d'agrégation en fonction du champ électrique (en nombre de cristaux par flocon).	126
6.8	Coefficients d'agrégation en fonction du champ électrique.	128

LISTE DES SYMBOLES

- a, a_1, a_2 : Rayons des particules sphériques.
- c : Vitesse moyenne des ions.
- C : Coefficient d'agrégation des cristaux de glace.
- C : Coefficient de captation des gouttelettes.
- C : Concentration des solutions (en moles par litre).
- d, d', d_1, d_2 : Diamètres des particules sphériques.
- d : Epaisseur.
- D : Coefficient de diffusion.
- e : Charge élémentaire.
- E, E_0, E_1, E_2 : Champs électriques.
- E : Energie interne.
- \vec{F}_g : Force gravitationnelle.
- \vec{F}_R, \vec{F}_S : Forces de résistance de l'air.
- $\vec{F}_c, \vec{F}_i, \vec{F}_{qE}, \vec{F}_{pq}, \vec{F}_{pq'}, \vec{F}_{p'q}, \vec{F}_{pp}$, : Forces électriques.
- \vec{g} : Accélération gravitationnelle.
- G : Energie libre de Gibb.
- h, h_1, h_2, H : Enthalpie.
- i : Courant de couronne par unité de longeur.
- i : Facteur de Van Hoff.
- J : Densité de courant électrique.
- k : Constante de Boltzmann.
- k : Conductivité thermique.
- k' : Diffusivité thermique.
- K : Coefficient de coalescence.
- L : Longeur; déplacement.
- m : Nombre de moles.

M, M_0	: Masse moléculaire.
n, n_0, n_1, n_2, n_r	: Concentrations des particules sphériques.
N_c	: Concentration des cristaux de glace.
p, p_0	: Intensité de précipitation.
p, p', p_0, p'_r, p_s, p	Pression de vapeur d'eau.
P, P_0	: Pression atmosphérique.
q, q', Q	: Charges des particules.
$\bar{q}, \langle q \rangle$: Charge moyenne des particules.
P_r	: Nombre de Prandtl pour la conduction de chaleur (λ/k).
P'_r	: Nombre de Prandtl pour l'écoulement de vapeur (λ/D).
r, r_0, R	: Rayons des particules sphériques.
R	: Constante du gaz.
R_e	: Nombre de Reynolds ($2ru/\lambda$).
s	: Degré de saturation.
S	: Sursaturation; Entropie.
t	: Temps.
T, T_0, T_r	: Température en degré Kelvin.
u	: Vitesse; vitesse relative.
v, V	: Vitesse.
μ	: Mobilité.
$\lambda, \lambda_+, \lambda_-$: Conductivité.
ζ	: Temps de charge; temps de relaxation.
$\rho, \rho', \rho_L, \rho_v$: Densité.
ω	: Quantité d'eau par unité de volume dans le nuage.
σ	: Tension de surface.

ϵ_0	: Permittivité de l'air.
ϵ_r	: Constante diélectrique relative.
Σ	: Coefficient de collision.
γ	: Viscosité cinématique.
η	: Viscosité dynamique.
θ	: Angle.
φ	: Angle.
ψ	: Flux électrique.
ϕ	: Potentiel électrique.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

1.1 RELATION ENTRE L'ELECTRICITE ET CERTAINS PHENOMENES DANS L'ATMOSPHERE:

Wall (1708) fut la première personne qui a soupçonné l'existence de l'électricité dans l'atmosphère. Celui-ci, en observant la décharge de l'électricité statique en laboratoire, a remarqué que cette décharge est souvent accompagnée d'un claquement de même que d'un petit éclair. Wall a trouvé que ce phénomène ressemble en quelque sorte au bruit du tonnerre et à l'éclair pendant un orage. Après Wall, beaucoup d'autres hommes de sciences établirent la même comparaison. Mais ce n'est qu'en 1752 que l'existence de l'électricité dans l'air fut prouvée par Benjamin Franklin avec son fameux cerf-volant. Et à partir de cette découverte, des savants commencèrent à déterminer le rapport entre l'électricité et certains phénomènes de la nature comme la précipitation, la foudre, etc... Lord Rayleigh (1879) fut le premier chercheur à parler de la dépendance entre l'électricité et la pluie. Sa suggestion est basée sur une observation de la collision entre deux gouttes d'eau. Il constata que deux gouttes neutres occasionnent des collisions élastiques tandis que les gouttes chargées de signe opposé coalescent. Il concluait: "nous pouvons supposer que le résultat d'une collision dépend du degré d'électrification des gouttes et, de ce fait, suggérons une explication quant à la dépendance remarquable mais mystérieuse entre la pluie et l'électricité".

Et cent ans plus tard, malgré le progrès énorme de la technologie, la connaissance de l'influence de l'électricité dans le phénomène de précipitation naturelle demeure incomplète.

Moore et Vonnegut(1960) remarquaient une forte pluie à partir des nuages électrisés à New Mexico dans un temps très court après que le radar eut signalé le début de la précipitation dans le nuage. Ces derniers ont estimé, en se basant sur l'intervalle de temps mesuré, que le coefficient de captation par les gouttelettes entre elles est de 4 à 10 fois plus élevé que celui obtenu dans le cas de précipitation à partir des nuages non électrisés. Quelques années plus tard, Moore et ses coll.(1962,1964) faisaient des observations sur la chute de pluie ou grêle survenus après un éclair dans des nuages orageux. Ils ont remarqué aussi une forte précipitation dans un temps plus court que la normale. Alors ils ont proposé que dans le voisinage du canal de décharge des éclairs, les gouttelettes deviennent hautement chargées par la capture des ions rapides dans ce même canal. Ces gouttelettes chargées, se déplaçant ensuite dans un champ électrique local aussi très intense avec une grande vitesse, vont à la rencontre avec d'autre gouttelettes chargées de signe opposé et coalescent avec elles pour atteindre rapidement la précipitation telle qu'on la connaît.

Une influence semblable du champ électrique sur le temps de précipitation fût constatée aussi par Phan Cong et Jordan(1969). Ces auteurs ont effectué leur observation au laboratoire et ils ont trouvé qu'un champ électrique dépassant 200 V/cm réduit considérablement le temps de précipitation du brouillard.

Il existe quelques études théoriques concernant l'influence de la force électrique sur la collision et la coalescence des gouttelettes d'eau

(Krasnogorskaja, 1965; Plumlee et Semonin, 1965; Davis, 1964; Sartor, 1967...), mais ces études ne sont pas tout à fait vérifiées expérimentalement (partiellement), surtout pour des gouttelettes de petites dimensions ($r < 10 \mu\text{m}$).

En ce qui concerne l'influence de l'électricité sur l'agrégation des cristaux de glace en vue de former des flocons de neige, à notre connaissance, c'est un domaine qui est encore peu développé. Nous pouvons trouver dans la littérature quelques travaux de Hosler et Hallgren(1960), Davis(1964), Latham et Saunders(1964, 1970), Cheng(1967), Jiusto(1972). Ces auteurs sont tous convaincus que les forces électriques peuvent exercer une influence sur l'agglomération des cristaux, mais leurs études, parce qu'elles sont incomplètes ou parce qu'elles ne sont pas assez directes, ne donnent pas suffisamment de détails sur l'influence de l'électricité sur l'agrégation des cristaux de glace.

1.2 OBJECTIFS DU PRESENT TRAVAIL:

1.L'objectif de la première partie de ce travail est de réaliser des études microscopiques sur la collision et la coalescence des petites gouttelettes sous l'influence des forces électriques(dues au champ et aux charges électriques).

2.La deuxième partie de ce présent travail est aussi une étude expérimentale; elle a pour but de déterminer l'influence du champ électrique sur l'agrégation des cristaux de glace.

CHAPITRE II

ELECTRICITE DANS LA BASSE ATMOSPHERE

2.1 CHAMP ELECTRIQUE TERRESTRE:

2.1.1 Champ électrique terrestre en beau temps:

Lemonnier (1752) fut le premier chercheur qui a découvert l'existence d'un champ électrique terrestre. C'est en répétant une expérience de D'alibard qui a pour but de "cueillir" de l'électricité de l'atmosphère que Lemonnier a remarqué que même quand il fait beau le fil d'acier, attaché à une pointe métallique montée sur le sommet d'un building, attire quand même des particules de poussière.

Ce champ électrique est vertical et par beau temps il est généralement dirigé vers le sol. Ce qui montre que la surface terrestre porte des charges négatives tandis que les régions supérieures de l'atmosphère seraient chargées positivement. Ce champ électrique est, par ciel clair, de l'ordre de 100 V/m au voisinage du sol. Il varie beaucoup d'un endroit à l'autre sur la terre ferme, il n'est pas constant non plus à différents moments de la journée. En mer, ce champ est à peu près indépendant de l'endroit, sa valeur moyenne étant de 130 V/m.

Les chiffres mentionnés plus haut ne sont que des valeurs moyennes. Dans les grandes villes industrielles, à cause de la pollution, l'air contient plus d'aérosols chargés et le champ électrique local serait

beaucoup affecté. Les poussières radioactives produites par des explosions nucléaires causeraient aussi une variation du champ électrique aux endroits qui reçoivent la retombée de ces poussières. A ces endroits, l'atmosphère a une concentration ionique plus élevée, ceci a pour effet d'augmenter la conductivité de l'air près du sol. Harris (1955) a constaté que la conductivité a augmenté de 10 fois et une diminution de 6 fois pour le gradient du potentiel. Ces mesures sont prises dans la région d'Arizona, E.U., quelques temps après des explosions nucléaires à Nevada, E.U. Des résultats semblables sont obtenus par Pierce (1957, 1959), Kondo (1957, 1963) et Huzita (1969).

2.1.2 Champ électrique terrestre en temps perturbé:

Des mesures du champ électrique au sol en temps perturbé nous rapportaient que la valeur du champ peut atteindre 10,000 V/m sous les nuages à averses et pourrait aller jusqu'à 20,000 V/m sous les orages et peut être plus élevé encore immédiatement avant l'éclair (60,000 V/m ou plus). Notons que la décharge électrique dans l'air humide nécessite au moins 10^6 V/m.

Le champ électrique observé est généralement le résultat de plusieurs nuages voisins, superposé au champ terrestre. Pour des orages d'origine cyclonique le champ peut être positif et négatif avec prépondérance négative de 2 à 1 (Wormell, 1953) ; par contre pour des orages de chaleur, Schonland (1953) trouve exclusivement des champs positifs.

2.2 IONISATION DE L'ATMOSPHERE ET VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE TERRESTRE:

2.2.1 Sources d'ions de l'atmosphère:

Il existe plusieurs sources d'ions dans l'atmosphère. Parmi eux nous pouvons compter sur deux sources naturelles: des ions produits par des éléments radioactifs dans le sol ou dans l'air et des ions d'origine cosmique.

Des substances radioactives terrestres telles que l'uranium, le thorium et leurs composés ont la propriété d'émettre les radiations α , β , γ qui ionisent l'air. Les rayons α sont moins pénétrants, ils ionisent surtout les couches d'air tout près de la surface du sol, tandis que les rayons γ peuvent ioniser l'air à grande distance dans l'atmosphère. D'après Bricard (1965) des éléments radioactifs dans le sol peuvent fournir en moyenne 3.5 paires d'ions/cm³/sec.

L'air contient aussi des substances radioactives sous forme de gaz inertes radioactifs d'origine de la désintégration spontanée des éléments radioactifs dans le sol. Dans ce cas l'ionisation causée par les rayons alpha est la plus importante. La contribution moyenne de ces gaz est de l'ordre de 4.6 paires d'ions/cm³/sec, c'est donc un peu plus que la contribution des éléments radioactifs dans la croûte terrestre. Tout comme le cas de l'ionisation en provenance des éléments radioactifs dans le sol, l'ionisation en provenance des gaz radioactifs dans l'air diminue aussi avec l'altitude vu la décroissance de la teneur en éléments radioactifs avec l'altitude.

L'ionisation peut aussi avoir d'origine cosmique. En effet, les rayons cosmiques, découverts par Hess (1911) ont un pouvoir ionisant comme les rayons gamma. Ils produisent en moyenne 1.75 paires d'ions/cm³/sec au niveau du sol. Leur puissance d'ionisation augmente avec l'altitude étant donné leur origine dans le cosmos.

Compte tenu de la recombinaison des petits ions de signe opposé et de la perte par diffusion (capturés par des aérosols), la concentration moyenne des petits ions dans l'air est relativement stable. D'après Schonland (1953), dans la basse atmosphère (troposphère) la concentration moyenne des petits ions est de l'ordre de 300 à 500 ions/cm³ d'air. Dans de grandes villes industrielles cette concentration est nettement plus élevée.

Ces petits ions peuvent fixer sur les aérosols, éjectés à partir des cheminées des usines ou des automobiles, pour former de gros ions. On trouve parfois une concentration jusqu'à 17,000 (et même plus) gros ions par cm³ d'air.

D'après Azad et Latham (1967) l'océan peut être aussi une source d'ions significative puisque la vaporisation de l'eau accompagnerait une génération de charge électrique.

2.2.2 Variation du champ électrique avec l'altitude:

Des mesures du gradient du potentiel montrent que sa valeur varie très peu dans les premiers mètres à partir du sol. Mais au delà de quelques centaines de mètres, ce gradient du potentiel commence à

diminuer avec l'altitude. La raison pour cela peut être expliquée de façon suivante:

L'atmosphère n'est pas un isolant parfait, elle est légèrement conductrice grâce à la présence des ions, les uns chargés positivement, les autres négativement. Sous l'action du champ électrique E ces ions se déplacent dans le sens du champ s'ils sont positifs, en sens contraire s'ils sont négatifs et il en résulte un certain courant de conduction.

La densité de ce courant par cm^2 est:

$$J = E (\mu_+ n_+ q_+ + \mu_- n_- q_-)$$

μ , n , q sont respectivement mobilité, concentration et charges des ions.

Un peu loin de la surface terrestre on peut considérer négligeable la contribution des gros ions à ce courant à cause de leurs faibles mobilités.

Si on prend $|q_+| = |q_-| = 1 \text{ c.e.}$

$$J = E \lambda$$

avec $\lambda = \mu_+ n_+ + \mu_- n_-$: conductivité totale.

Pour les quelques premiers centaines de mètres, la conductivité est presque constante à cause de l'équilibre entre l'augmentation de la puissance d'ionisation des rayons cosmiques et la diminution de la concentration des gros ions. Après quelques centaines de mètres, la contribution des rayons cosmiques domine et la conductivité augmente.

D'autre part, la densité du courant J dans des conditions statiques (en beau temps) devrait être la même à tous les niveaux. Par conséquent, le gradient du potentiel décroîtrait avec l'altitude. A 18 km, sa valeur est environ 1/100 de la valeur au niveau du sol.

2.3 LE CHAMP ELECTRIQUE A L'INTERIEUR DES NUAGES:

Les premières mesures du champ électrique à l'intérieur des nuages ont été effectuées par Simpson et Scrase (1937) et par Simpson et Robinson (1940). Ces chercheurs ont utilisé un alti-électrographe attaché à un ballon-sonde. Le champ électrique révélé par cette méthode est seulement de l'ordre de 10,000 V/m dans les nuages orageux (Bricard, 1953).

La méthode utilisant l'alti-électrographe est discutée par plusieurs chercheurs, surtout Chalmers, car il se peut que le courant traversant cet alti-électrographe détermine, non pas le champ autour du ballon mais la densité du courant de conduction dans le nuage (Bricard, 1953).

Chapman (1953) employant la méthode de radio-sonde, a trouvé des valeurs environ 21,000 V/m dans les nuages à orage (Chalmers, 1967).

Gunn (1948) en faisant des mesures du champ électrique au voisinage de l'avion a enregistré des valeurs beaucoup plus élevées. Le champ électrique, d'après ces mesures, peut atteindre 340,000 V/m immédiatement avant un éclair.

Le champ électrique dans les nuages a une polarité souvent négative (dirigé vers le bas). Tamura (1956) a effectué des mesures dans des nuages à averses et trouvait une polarité négative dans une proportion

allant à 7 fois sur dix. Chalmers (1956), Anderson (1965) et plusieurs autres ont prouvé que dans un nuage à neige (nimbostratus) le gradient du potentiel est en général pointé vers le bas, mais dans un nimbostratus à température positive, la situation peut être l'inverse (Chalmers, 1967).

2.4 MECANISMES DE L'ELECTRISATION DANS LES NUAGES:

2.4.1 Charges des petits aérosols par diffusion:

Lorsque les gouttelettes sont trop petites ($r < 0.5 \mu\text{m}$) les petits ions ^{se}fixent sur les gouttelettes grâce surtout au processus de diffusion ionique. Le mouvement thermique des ions les entraîne à diffuser à travers le gaz et à se fixer sur les particules solides ou liquides présentes dans le gaz.

La charge, acquise par une particule sphérique de rayon a est donnée par: (White, 1963)

$$q = \frac{akT}{e} \log \left(1 + \frac{\pi acne^2 t}{kT} \right) \quad (2.1)$$

où k : constante de Boltzmann

T : température en degré Kelvin

c : vitesse moyenne des ions

e : charge élémentaire

n : concentration des ions (de même signe).

Dans les nuages, puisque les ions de deux signes sont présents, Gunn (1955, 1956) prétendait que la charge moyenne des gouttelettes dépend aussi du rapport de leurs conductivités:

$$\bar{q} = \left[1 + A \left(\frac{av}{2\pi kT\mu'} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\frac{akT}{e} \ln \frac{\lambda_+}{\lambda_-} \right] \left[1 - e^{-4\pi e(\lambda_+ + \lambda_-)t} \right] \quad (2.2)$$

A est une constante proche de l'unité; v est la vitesse de chute de gouttelette; $\lambda (= \mu n)$ est la conductivité; $\mu' = \frac{\lambda_+ + \lambda_-}{n_+ + n_-}$.
 \bar{q} atteint le maximum lorsque

$$t = \tau = 1/4\pi e(\lambda_+ + \lambda_-)$$

τ est le temps de charge. Dans l'air, pour des concentrations normales d'ions, τ est de l'ordre de 400 sec.

D'après l'équation (2.2) nous pouvons voir que la charge moyenne \bar{q} est nulle si $\lambda_+ = \lambda_-$. Ceci veut dire que des gouttes restent neutres puisqu'elles reçoivent le même nombre d'ions positifs que d'ions négatifs. Mais Gunn démontrait que la moyenne statistique n'est jamais nulle. Si $\lambda_+ = \lambda_-$, il existe quand même des gouttes chargées et le nombre de gouttes portant une charge positive est égal à celui portant une charge négative ayant la même valeur absolue. Dans ce cas, la charge moyenne des gouttes est:

$$\langle q \rangle = \sqrt{\frac{\pi akT}{2}} \quad (\text{c.g.s.})$$

Influence du champ électrique sur la diffusion:

Le processus de fixation des ions sur aérosols par diffusion peut être influencé considérablement en présence d'un champ électrique. L'étude théorique de cette influence a été entreprise par quelques chercheurs notamment Murphy (1959), Cochet (1961), Liu et Yeh (1963, 1969), Klett (1970).

D'après les calculs de Liu et Yeh, une particule de rayon $0.14 \mu\text{m}$, chargée par diffusion, porterait une charge environ deux fois plus élevée lorsque le champ électrique est de 3600 V/cm .

Un calcul semblable fait par Klett (1970) démontrait que le champ électrique accélère le taux de fixation des ions sur les gouttelettes de nuage.

2.4.2 Théorie de Wilson (1929):

Considérons une particule sphérique, soumise à un champ électrique vertical E dirigé vers le bas. Par influence, elle prendra deux charges égales et de signe contraire dans ses moitiés inférieure et supérieure, égales en valeur absolue, la charge positive étant en bas, la charge négative en haut. Les ions qui montent rencontrent la partie inférieure de la goutte et viennent s'y fixer: elle prend de ce fait une charge négative. Si elle descend plus vite que les ions positifs, sous l'action du champ, ceux-ci ne peuvent la rattraper, et la charge négative de la goutte est conservée. Ceci nécessite des gouttes dont la vitesse de chute est suffisamment rapide.

Si les captations se produisent, des gouttes chargées négativement vont tomber vers le bas du nuage, laissant une charge positive vers le haut et la partie moyenne du nuage sera neutre étant constituée par des gouttes négatives et des ions positifs.

Soit E le champ électrique existant dans le nuage, R le rayon de la particule (supposée sphérique), λ la conductivité effective de l'air, et p l'intensité de la précipitation en cm/sec . La charge

maximale que la particule peut atteindre est environ $\frac{1}{2}ER^2$ et le taux maximum de l'augmentation du champ est donné par (Wilson):

$$\frac{dE}{dt} + 4\pi\lambda E = 4\pi(\frac{1}{2} E \sum NVR^2) = \frac{3}{2} E \frac{p}{R\rho} \quad (2.3)$$

où \bar{R} , $\bar{\rho}$, N , V sont respectivement le rayon moyen, la densité moyenne, la concentration spatiale et la vitesse relative de la particule par rapport à l'air.

Le champ électrique peut s'accroître seulement si:

$$\frac{4\pi\Omega Vt}{E} > \frac{3p}{2\bar{R}\bar{\rho}} > 4\pi\lambda$$

où Ω est le taux de production des ions.

Soit $p = 5 \text{ cm/h}$, $\bar{R} = 1 \text{ mm}$, $V = 700 \text{ cm/sec}$ et $\Omega = 10 \text{ paires d'ions/cm}^3/\text{sec}$, le champ maximum, donné par l'équation (2.3) est de l'ordre de 600 V/cm.

Dans la théorie originale de Wilson, le processus précédent s'applique seulement aux gouttelettes d'eau. Chalmers (1947) a montré que le processus de Wilson est aussi valable pour des cristaux de glace.

En 1956, Wilson a ajouté un élément nouveau à sa théorie: il affirme que le processus mentionné plus haut est efficace seulement dans la première étape, plus tard, l'approvisionnement des ions négatifs doit venir de l'extérieur au dessus du nuage.

2.4.3 Mécanisme inductif:

Ce mécanisme consiste en une action de collisions et séparations des particules tombant en différentes vitesses dans un champ électrique ambiant. Lorsque des groupes de particules de dimensions différentes sont en chute libre à l'intérieur d'un nuage, il y a interaction entre ces particules due à la différence des vitesses de chute. Si les particules sont polarisées par un champ électrique vertical (normalement présent dans l'atmosphère) les charges se répartissent entre les groupes à la suite de collisions qui ne donnent pas lieu à fusion. Elles se repoussent de telle manière que le champ électrique prédominant en est renforcé.

C'est Muller-Hillebrand (1954) qui a proposé ce mécanisme de charge induite pour des particules solides et c'est Sartor (1965) qui a suggéré une analyse plus générale du phénomène du rebondissement inductif des charges qui pourrait être appliquée au problème encore plus complexe des interactions entre gouttes et gouttelettes. Plus tard Sartor et Paluch (1973) ont démontré que le mécanisme inductif peut engendrer des champs plus élevés que 5000 V/cm si le nuage contient des particules de glace et gouttelettes surfondues. Si le nuage contient seulement des particules liquides ce mécanisme n'est pas efficace.

La variation du champ électrique en fonction du temps, due au mécanisme inductif, peut être évaluée d'après les calculs de Mason(1973) :

$$\begin{aligned}
 \frac{dE}{dt} &= 5.6 \times 10^{-3} \frac{p^{\frac{1}{2}}}{\tau(e^{t/\tau} - 1)} \int_0^t R^2(t) E(t) e^{t/\tau} dt \\
 &\quad - \frac{9.2 \times 10^{-5}}{\tau^2(e^{t/\tau} - 1)^2} \frac{E(t)}{p^{\frac{1}{2}}} \left[\int_0^t p^{\frac{1}{2}} E(t) e^{t/\tau} dt \right]^2 \\
 &\quad - 32 nr^3 \alpha E(t) \int_0^t p^{3/4} \left[E(t) - \frac{\int_0^t p^{\frac{1}{2}} E(t) e^{t/\tau} dt}{p^{\frac{1}{2}} \tau(e^{t/\tau} - 1)} \right]^2 dt \\
 &\quad - 4\pi \times 10^{-3} (e^{E(t)/5} - 1) \tag{2.4}
 \end{aligned}$$

où E est le champ électrique, p l'intensité de la précipitation, R le rayon de l'hydrométéore, α est la fraction du groupe de particules nuageuses de rayon r et de concentration n se trouvant dans le cylindre balayé par le gros hydrométéore dont le rebondissement a eu lieu, et τ est le temps de relaxation.

Le temps de relaxation est défini comme le temps nécessaire pour qu'un hydrométéore atteigne sa charge maximale en tombant dans un nuage où règne un champ électrique constant:

$$\tau = \left(\frac{1}{6} \pi^3 V n r \alpha^2 \right)^{-1}$$

où V est la vitesse de chute de l'hydrométéore par rapport aux particules de nuage.

L'intensité de précipitation est supposée fonction exponentielle du temps:

$$P = P_0 e^{-t/T}$$

avec P_0 l'intensité initiale de précipitation et T est la constante du temps.

Exemple numérique:

Prenons $\tau = 150$ s, $T = 150$ s, $P_0 = 1$ mm/h et $\omega \alpha = 4 \text{ mm}^3 \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 2.5 \times 10^{-8} \text{ g/cm}^3$ (ω est la quantité d'eau par unité de volume dans le nuage), l'équation (2.4) nous montre que le champ électrique passe de 5 V/cm à 4200 V/cm en 700 secondes.

Ce mécanisme inductif est considéré par plusieurs chercheurs comme le mécanisme principal de la génération de charges dans les nuages orageux. Parmi ceux qui appuient cette théorie nous pouvons citer Mason (1976), Paluch et Sartor(1973), Ziv et Levin(1974), Griffiths et Latham(1975).

2.4.4 Charge par mouvements convectifs:

Cette théorie propose une interprétation des phénomènes d'électrisation au cours d'un orage sans avoir recours à des éléments de précipitation. Elle suggère que l'électrisation lors d'un orage est due à de forts courants d'air ascendants et descendants qui augmentent la faible charge d'espace présente dans la basse atmosphère dont l'air porte une charge positive: les nuages formés à partir de cet air ont donc une charge électrique positive et créent un champ électrique. Sous l'influence de ce champ, des ions négatifs de la haute atmosphère sont attirés vers le nuage, qu'ils ne neutralisent pas: ils sont

entrainés par le courant d'air descendant et s'accumulent en bas du nuage où ils forment une vaste nappe de charge d'espace négative. Cette charge devient assez dense pour provoquer des points de décharge au sol et des ions positifs seront libérés en conséquence. L'air qui enferme cette concentration de charges positives est entraîné par un courant d'air ascendant vers le haut du nuage, et en augmente la charge positive; le taux de croissance de la charge négative initiale augmente à son tour. Les charges deviennent enfin suffisamment denses pour produire la foudre.

Cette théorie est toujours défendue par Vonnegut (1955, 1965), Grenet (1974) et quelques autres.

2.4.5 Electrisation associée à la collision et à la fracture des cristaux de glace:

Simpson et Scrase (1937) et Simpson (1942) prétendaient que l'électrisation des nuages orageux à température négative est due à la collision entre flocons de neige. D'après ces auteurs, les flocons de neige acquièrent une charge négative par suite de la collision entre eux et l'air environnant se voit communiquer une charge positive car il contient des ions positifs ou des petits fragments de glace arrachés des gros flocons de neige.

Ce phénomène d'électrisation est constaté aussi par plusieurs autres chercheurs comme Feideisen (1943), Pearce et Curie (1949), Nordin et Siksna (1953), Latham (1963)...

Latham (1963) envoyait un courant d'air à travers un dépôt de givre. Le givre devient chargé négativement si sa température est plus élevée que celle de l'air et sa charge serait positive dans le cas contraire. Latham concluait que ce phénomène d'électrisation est une conséquence de l'effet thermoélectrique.

Une autre variante de la théorie de Simpson est celle proposée par Reynolds, Brook et Gourley (1957). Ces chercheurs suggèrent qu'un grêlon mou peut devenir chargé par suite de la collision avec des petits cristaux de glace. Cette hypothèse est mise en évidence par les observations de Latham et Mason (1961 b), Magono et Takahashi (1963 a, b)...

D'après Latham et Mason, la collision entre un grêlon et un cristal de glace de $30 \mu\text{m}$ de diamètre peut engendrer une charge moyenne de 5×10^{-9} u.e.s pour une vitesse d'impact de l'ordre de 20 m/sec et une différence de température de 5°C entre le grêlon et le cristal.

2.4.6. Effet électrique dû à la congélation des gouttelettes surfondues:

Mason et Maybank (1960) constataient que des gouttes d'eau surfondues devenaient chargées lorsqu'elles subissaient une congélation soudaine. Latham et Mason (1963 b) expliquaient ce phénomène de la façon suivante: au moment de congélation de la goutte, la partie extérieure est plus froide que la partie intérieure, par conséquent, elle acquiert une charge positive due à l'effet thermoélectrique; quand la pression interne cause l'éclatement de la goutte, des fractions de glace portent des charges positives étant donné leur origine dans la couche extérieure. Plus tard, Stott et Hutchinson (1965) trouvèrent que la sépara-

tion de charge dépend de la nature de la rupture et tend à donner des charges négatives aux résidus si l'eau est éjectée de la particule; dans le cas contraire les résidus seront chargés positivement.

Un peu plus tard, les travaux de Pruppacher, Steinberger et Wang (1968), Dawson et Hutchinson (1971) ont confirmé l'importance de la théorie de la séparation de charge due à la congélation spontanée des gouttelettes surfondues.

Plus récemment encore, Kolomeychuk, McKay et Iribarne (1975) ont pu évaluer la quantité de charge produite. D'après ces auteurs, au moment de la congélation, il y a environ la moitié des gouttes qui deviennent chargées (positivement et négativement); la charge sur chaque goutte est de l'ordre de quelques dizaines de pC.

2.4.7 Effet électrique dû à la fusion:

Au moment de la congélation, l'eau même distillée, fixe une quantité notable d'air, qui est retenu dans la glace sous forme de bulles. Lors de la fusion, ces bulles sont libérées et en traversant la surface de l'eau, elles communiqueraient à l'air environnant une charge négative tandis que la partie liquide conserverait une charge positive. Cette hypothèse est en effet suggérée par Dinger et Gunn en 1946 et elle est confirmée plus tard par Magono et Kikuchi (1963), Bent et Hutchinson (1966), Jonas et Mason (1968), Drake (1968)...

D'après Jonas et Mason, la charge portée par des gouttelettes éjectées à partir d'une bulle d'air de rayon R peut être calculée par la relation:

$$Q = -5 \times 10^4 R^2 C^{\frac{1}{2}} \exp(-10^5 R C^2)$$

où C est la concentration de la solution en mole/litre.

Drake trouva de plus si la glace est fabriquée à partir d'eau pure et déionisée et si elle fondait dans l'air contenant du CO₂, la charge libérée pouvait atteindre 8 e.s.u./gr.

2.4.8. Charges dues à la sublimation, la condensation et la vaporisation:

Feideisen et Feideisen (1943) trouvaient que des fragments de glace sont formés lorsque la glace sublime directement ou lorsque la vapeur se condense pour former la glace. Ces fragments de glace sont chargés positivement dans le cas de sublimation et négativement dans le cas de condensation.

Latham et Stow (1965 b) constataient des charges négatives sur la glace résiduelle pendant la sublimation.

Blanchard (1964) trouvait qu'une séparation appréciable de charge se produit pendant une évaporation rapide et il suggérait que ce phénomène était dû à la rupture de la surface de l'eau.

Azad et Latham (1967) confirmait aussi que l'évaporation produirait des charges.

Takahashi (1973) confirme l'effet électrique dû à la condensation et vaporisation de l'eau et il suggère que ces deux effets et le processus de diffusion devraient être responsables de l'électrisation dans les nuages à température positive.

2.4.9 Effet de la pulvérisation:

La pulvérisation de l'eau produirait aussi une séparation de charge.

Adkins (1959 b) étudiait ce phénomène en présence d'un champ électrique et concluait que des ions de deux signes sont produits, mais seulement ceux de même signe (opposé au gradient du potentiel) sont relâchés dans l'air.

Matthew et Mason (1964) trouvaient que la quantité de charge engendrée sur une goutte d'eau pendant la fragmentation dans un champ électrique de 3×10^4 V/cm est environ 100 fois plus élevée qu'en cas d'absence du champ.

D'après Shewchuk et Iribarne (1971), la pulvérisation des gouttes d'eau due aux chocs avec des grêlons peut apporter à chaque grêlon une charge de l'ordre de 10^{-4} u.e.s. par cm^2 par sec^2 (avec des concentrations: 1 grêlon par m^3 et 30 gouttes d'eau par m^3).

2.5 CHARGES ELECTRIQUES DES ELEMENTS DE PRECIPITATION DANS LES NUAGES:

Les particules dans les nuages (gouttelettes, cristaux de glace, grêlons...) peuvent avoir des charges positives et négatives.

Des mesures de Gunn (1952) effectuées en avion, révélaient que les particules constituant les cumulus sont généralement négatives et qu'elles portent une charge moyenne de l'ordre d'une vingtaine d'unités élémentaires.

Twomey (1956) fût le premier qui a réussi à mesurer la charge sur chaque gouttelette individuelle. Sa méthode consiste à faire tomber en chute libre des gouttelettes entre deux petites électrodes verticales entre lesquelles est appliqué un champ électrique constant mais la polarité change périodiquement. Les gouttelettes chargées décrivent donc des trajectoires en zigzags qui sont photographiées. La dimension et la charge des gouttelettes sont déterminées à partir de déplacements verticaux et horizontaux. D'après ces mesures, pour des gouttes de rayon compris entre 3 et 40 μm , les charges sont entre 5×10^{-8} et 10^5 c.g.s. (100 et 20,000 c.e.). Dans les nuages à température positive, 80% des gouttes observées portent des charges positives. En hiver, lorsqu'il y a la présence des cristaux de glace, le nombre de gouttes de charges négatives est beaucoup plus élevé (entre 40 et 100%).

Phillips et Kinzer (1958), en utilisant une méthode analogue, arrivaient à des résultats différents. Les gouttelettes observées dans des nuages non-orageux et à température positive, présentent une distribution gaussienne de charge de deux signes. Avec des gouttes de rayon inférieur à 8 μm , la charge maximale observée est de 20 c.e. Cependant dans les nuages orageux, la charge des gouttes de 5 μm atteint à 200 c.e. et parfois jusqu'à 4000 c.e. Si on divise les gouttes en deux groupes, alors pour des petites gouttes la charge moyenne est négative et pour l'autre groupe (grosses gouttes) la charge moyenne est positive. Ce résultat est en accord avec le résultat de Gunn (1952).

Allee et Phillips (1959) en effectuant des mesures de la charge sur des gouttelettes dans les nuages surfondus trouvèrent des résultats similaires à ceux de Phillips et Kinzer.

Magono et Kikuchi (1961) ont fait des mesures sur le degré d'électrisation des cristaux de glace. Ils constataient que les cristaux de glace sont hautement chargés; la valeur de cette charge est approximativement proportionnelle au cube du diamètre.

Schaefer (1954) en reprenant les travaux de Nakaya et Terada, s'est intéressé particulièrement à l'étude des cristaux de glace. Pour cela il jette des cristaux dans un champ électrique horizontal de 2000 V/cm, et calcule leur charge, connaissant la déviation qu'ils subissent de la part de ceux-ci. Le résultat de cette étude montre que les cristaux de glace auraient une charge moyenne de 10^{-4} u.e.s, certains peuvent être positifs ou neutres.

2.6 L'INFLUENCE DES FORCES ELECTRIQUES SUR DES PROCESSUS PHYSIQUES DES NUAGES:

Le champ et la charge électrique peuvent influencer des processus physiques existant à l'intérieur des nuages. Cette influence pourrait se manifester par une action générale sur les particules du nuage ou sous forme des forces localisées uniquement entre des particules adjacentes de manière que leur interaction serait considérablement modifiée. Par exemple une goutte de pluie se trouvant dans un champ électrique élevé pendant un orage peut être désintégrée à cause d'une forte pression causée par l'action des forces électriques sur la goutte (Ausman et Brook, 1967; Abbas et Latham, 1968...). Une telle désintégration modifiera la population des gouttelettes. Dans d'autres circonstances le champ électrique peut provoquer la congélation de la goutte (Pruppacher, 1963 a; Abbas et Latham, 1969; Smith, Griffiths et Latham, 1971).

Les forces électriques localisées entre deux particules adjacentes aideraient à modifier les coefficients de collision et aussi de coalescence (généralement une augmentation) des particules solides et liquides du nuage. Ces forces modifient aussi les coefficients d'agrégation des cristaux de glace, etc... Dans les prochains chapitres, nous allons discuter en détails de l'influence des forces électriques sur le processus de collision-coalescence entre les particules nuageuses.

CHAPITRE III

NUAGES DE GOUTTELETTES ET NUAGES DE GLACE

3.1 NUAGES DE GOUTTELETTES:

3.1.1 Définition de l'énergie libre G:

Soient E et S l'énergie interne et l'entropie d'un système thermodynamique de volume V, à la température T et à la pression p. Gibb définit l'énergie libre par:

$$G = E - TS + PV$$

pour un système en équilibre E, S et V sont constants, d'où:

$$dG = -SdT + Vdp$$

Si la température est aussi constante pendant la transformation de phase, on a:

$$dG = Vdp$$

Si on considère la vapeur d'eau comme un gaz parfait, on a:

$$PV = mRT ; m : \text{nombre de moles}$$

d'où $dG = mRT \frac{dp}{p} = mRTd(\ln p)$

3.1.2 Formation de gouttelettes en milieu sursaturé:

En atmosphère sursaturé, la vapeur d'eau peut donner des gouttelettes par le grossissement des embryons. Ces embryons sont formés d'ensembles relativement compactes de molécules d'eau.

A un degré de sursaturation donné, il existe une valeur critique r_c du rayon de l'embryon (supposé sphérique), en dessous de laquelle la gouttelette ne peut pas se former. Kelvin (1870) a trouvé que le rayon critique r_c est inversement proportionnel au degré de saturation s :

$$r_c = \frac{2\sigma}{NkT \ln s} \quad (3.1)$$

où σ est la tension superficielle de l'eau; σ est défini par:

$\sigma = \frac{dG}{dA}$: variation d'énergie libre due au changement de phase (vapeur en liquide) par unité de surface de l'embryon.

N : nombre de molécules de vapeur d'eau par unité de volume.

k : constante de Boltzmann.

T : température en degré Kelvin.

s : degré de saturation,

$$s = \frac{p}{p_\infty} = \frac{\text{pression de vapeur}}{\text{pression de vapeur saturée sur une surface plane}}$$

Exemple:

avec $N = 41$

$$s = 500\%, \quad T = 273^\circ K \quad \rightarrow \quad r_c = 0.7 \text{ nm}$$

$$s = 200\%, \quad T = 273^\circ K \quad \rightarrow \quad r_c = 2 \text{ nm}$$

On peut voir que plus la sursaturation diminue plus on a besoin de gros embryons pour former les gouttelettes. Comme la sursaturation existe rarement dans l'atmosphère (de temps en temps on peut avoir des sursaturations de 101 ou 102% (Battan, 1962)), le procédé de condensation sans noyau n'est donc pas important dans la formation des nuages de gouttelettes.

3.1.3 Condensation sur les noyaux:

Dès 1875, Coulier avait montré que la vapeur d'eau ne peut se condenser sous forme de gouttelettes que si le milieu renferme certaines particules en suspension. La suie, la poussière, la fumée de cigarette, des gouttelettes de solutions hygroscopiques (SO_3 , NaCl , Cl_2Mg ...), en général toutes les matières finement divisées, peuvent agir comme noyaux de condensation. Ils sont également produits par les flammes, toutes sources d'ionisation de l'air (décharge électrique, rayon X, etc...). Parmi ces aérosols, les particules de sel marin ont une importance particulière dont nous allons voir la raison plus tard. Ces particules sont des plus grosses; leurs diamètres varient entre 0.01 à 10 μm . Leur concentration peut atteindre 100 particules par cm^3 en mer et 1/ cm^3 en moyenne sur terre.

3.1.3.1 Condensation sur les noyaux neutres et solubles:

Lorsque la vapeur d'eau se condense sur un noyau soluble, la gouttelette formée sera une gouttelette de solution. McDonald (1953) montrait que le rapport de saturation p'/p_s est une fonction du rayon de la gouttelette:

$$\frac{p'}{p_\infty} \approx 1 + \left(\frac{2\sigma}{NkT} \right) \frac{1}{r} - \left(\frac{1 m M_0}{\frac{4}{3}\pi\rho'M} \right) \frac{1}{r^3} \quad (3.2)$$

où p' : pression nécessaire de la vapeur d'eau entourant la gouttelette de la solution pour que cette dernière soit en équilibre stable.

p_∞ : pression de vapeur saturée sur la surface plane.

i : facteur de Van Hoff; ce facteur représente l'effet de la dissociation des ions dans une solution électrolytique.

m : masse de la substance dissoute dans l'eau.

M : masse moléculaire de la substance dissoute dans l'eau.

M_0 : masse moléculaire de l'eau.

ρ' : densité de la solution de gouttelette.

σ , N , k , T sont respectivement la tension superficielle de l'eau, le nombre de molécules de vapeur d'eau par unité de volume, la constante de Boltzmann et la température.

D'autre part, les calculs de Byers (1965) ont démontré que le rapport de saturation p'/p_∞ est inversement proportionnel au rayon de la gouttelette initiale, i.e. les plus petits noyaux nécessitent un grand rapport de saturation pour débuter la condensation. De plus pour une forte concentration du soluté ($i m/M$) on peut arriver à des valeurs de $p'/p_\infty < 1$. C'est pour ces raisons que les particules de sel marin (gros noyaux et très solubles) forment un groupe de noyaux de condensation très important dans la nature.

3.1.3.2 Condensation sur des noyaux insolubles:

Cette condensation commence par l'attachement d'un embryon d'eau sur la surface solide d'une particule insoluble. L'embryon, une fois attaché sur le noyau, prend la forme d'une calotte sphérique (figure 3.1) avec un certain angle de contact φ .

Fletcher (1958) a démontré dans une étude théorique que la condensation sur un noyau insoluble n'est efficace que pour de gros noyaux et pour un faible angle de contact φ . Les résultats des calculs de Fletcher sont représentés par des courbes de la figure 3.2 montrant le rapport de saturation en fonction du rayon du noyau pour différentes valeurs d'angle de contact.

3.1.3.3 Condensation sur des noyaux chargés:

Lorsque le noyau est chargé, on s'attend donc à une augmentation de l'énergie libre critique due à la contribution de l'énergie électrostatique (Tohmfor et Volmer, 1938). Ces auteurs ont démontré que le rayon de la gouttelette en équilibre dépend de la saturation du milieu. De plus la charge de la gouttelette donnerait certains effets bénéfiques à la condensation. Tohmfor et Volmer ont exprimé ces résultats par l'expression suivante (système d'unité c.g.s.):

$$\ln s = \frac{2\sigma}{NkTr} - \frac{Q^2}{8\pi NkTr^4} \left(1 - \frac{1}{\epsilon_r} \right) \quad (3.3)$$

où Q est la charge de la gouttelette.

ϵ_r est la permittivité relative de l'eau.

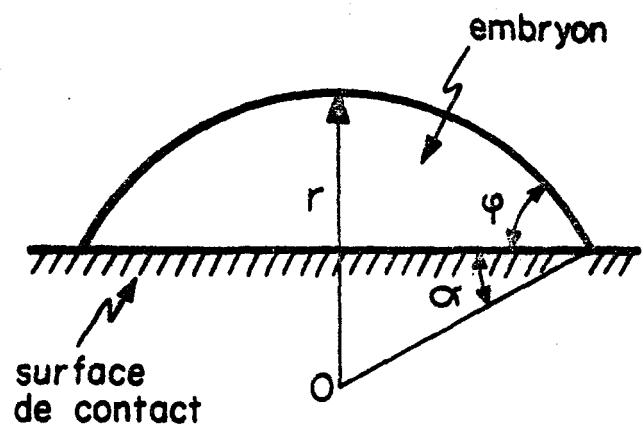


Figure 3.1 - Attachement d'un embryon sur un noyau insoluble.

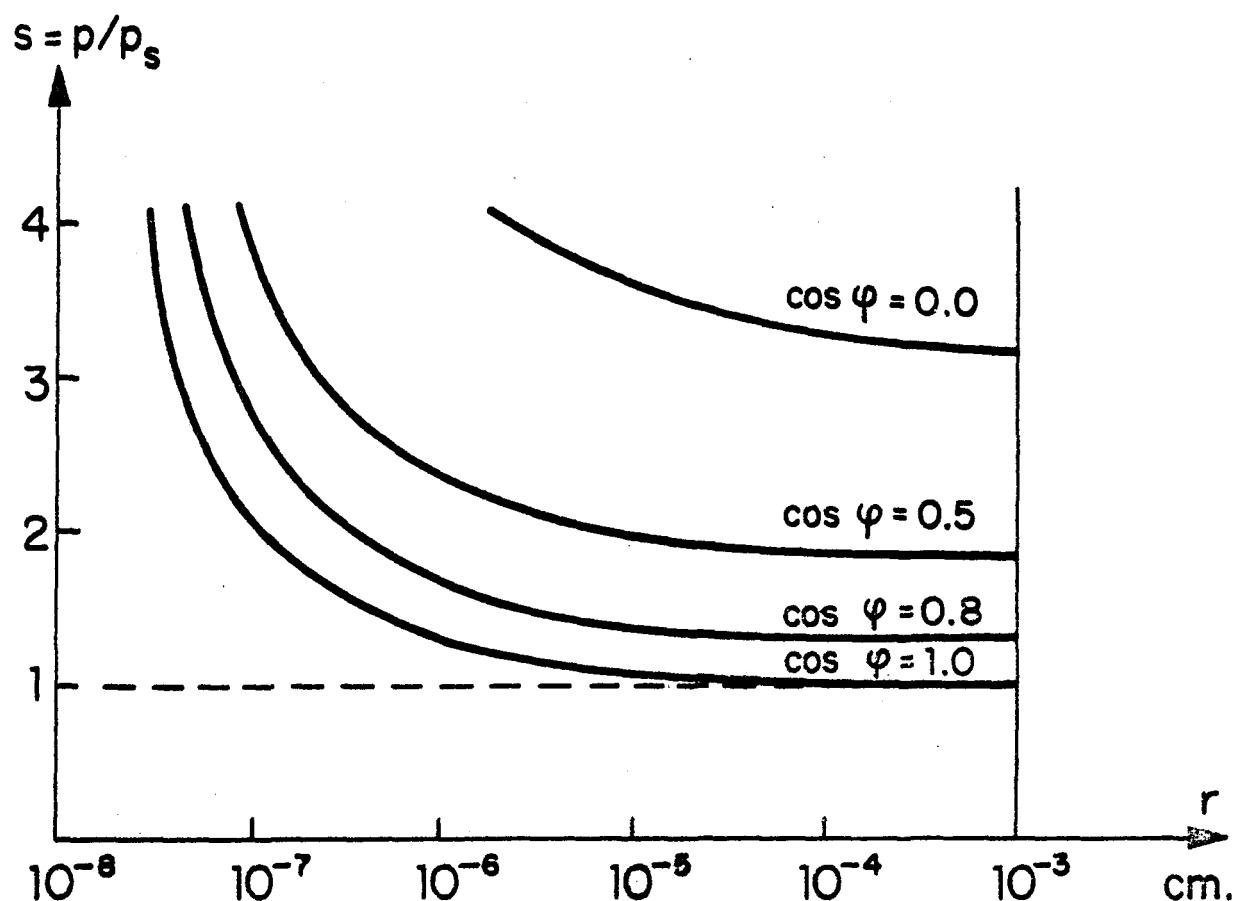


Figure 3.2 - Rapport de saturation à l'équilibre d'une gouttelette d'eau, en fonction du rayon du noyau insoluble (Fletcher, 1966).

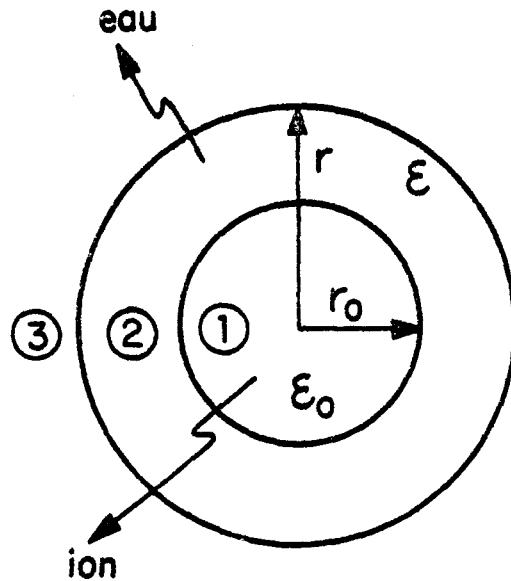


Figure 3.3 - Condensation d'une gouttelette sur un ion.

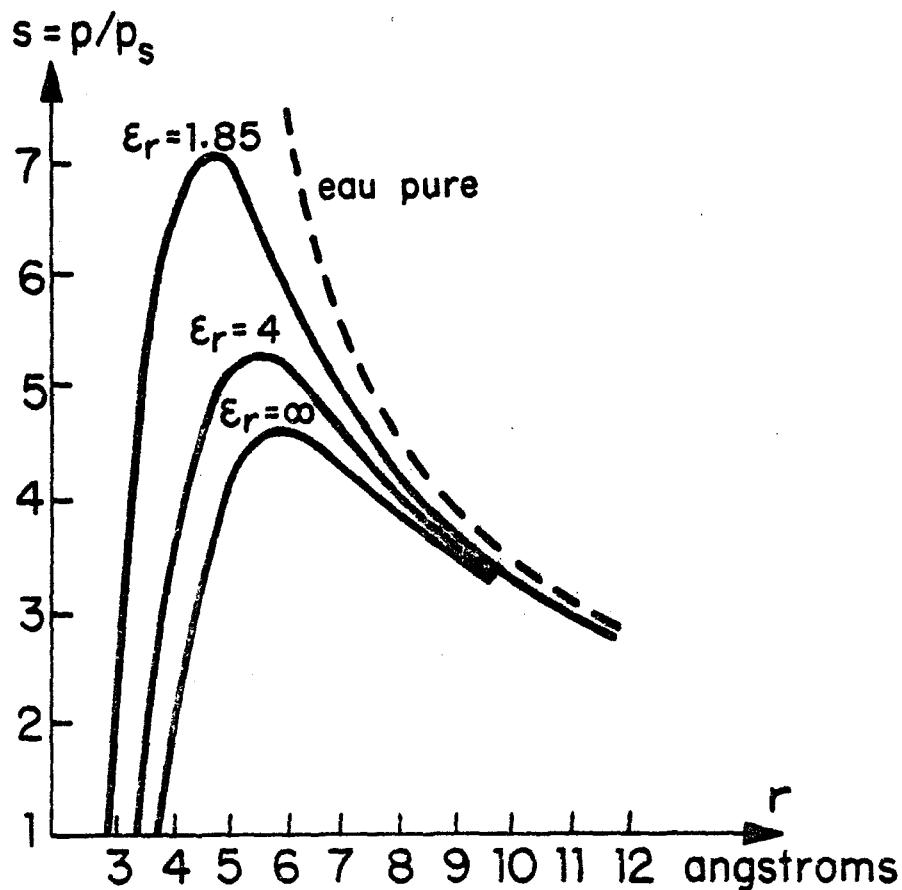


Figure 3.4 - Gouttelette condensée sur un ion portant une charge élémentaire: rapport de saturation à diverses valeurs de ϵ_r .

La figure 3.4 montre l'influence de la charge sur la condensation. On peut voir que la présence de la charge est favorable à la condensation. Pourtant cet effet bénéfique n'est pas assez important puisqu'en général une sursaturation est aussi nécessaire pour provoquer la condensation. Or, dans la nature la sursaturation est rarement produite, les ions ne forment donc pas une classe de noyaux de condensation efficace.

3.1.4 Constitution des nuages de gouttelettes:

3.1.4.1 Mesure des particules:

La dimension des gouttelettes nuageuses peut être déterminée par différentes méthodes:

- i) Méthode photographique: on photographie les trajectoires des gouttelettes et on les mesure directement sous un microscope. Le diamètre des gouttelettes peut être déduit de la largeur des traces de ces trajectoires.
- ii) On peut aussi capter les gouttelettes sur une lamelle recouverte de suie, ou de magnésie ou du collargol... On déduit ensuite le diamètre des gouttelettes en mesurant le diamètre des cratères laissés par celles-ci sur le support.
- iii) On peut aussi fixer les gouttelettes sur une lame de verre recouverte d'huile de paraffine ou d'autres sortes d'huile de faible tension superficielle. Les gouttelettes pénètrent dans l'huile où elles conservent leur forme sphérique. On peut les photographier ou mesurer directement leur dimension à l'aide d'un microscope.

3.1.4.2 Spectre des gouttelettes:

Nous avons discuté précédemment que les particules de sel marin constituent un des groupes de noyaux de condensation les plus importants car elles permettent la formation de gouttelettes à faible degré de sursaturation. De plus, comme les noyaux de sel marin sont relativement gros, les nuages maritimes (formés principalement par des noyaux de sel marin) possèdent un spectre assez large et de grosses gouttelettes. On trouve parfois des gouttelettes de $150 \mu\text{m}$ de diamètre. Les nuages continentaux dont les gouttelettes sont plus petites, présentent des spectres étroits étant donné l'uniformité relative des noyaux de condensation.

Le diamètre moyen des gouttelettes varie de 20 à $30 \mu\text{m}$ pour les nuages maritimes tandis qu'il est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ pour les nuages continentaux.

La concentration des gouttelettes est en général inversement proportionnelle à leur dimension. Ainsi un nuage continental de type cumulus peut avoir une concentration moyenne de quelques centaines de gouttelettes par cm^3 tandis qu'un nuage maritime possède une concentration moyenne moins de 10 gouttelettes par cm^3 (Squires, 1958).

La teneur en eau liquide d'un nuage est la masse volumique de ses gouttelettes, souvent exprimée en g/m^3 . Elle est donc proportionnelle à la dimension des gouttelettes et à leur concentration. La teneur en eau liquide est à peu près la même pour les nuages continentaux et maritimes; la valeur moyenne est de l'ordre de $0.5 \text{ g}/\text{m}^3$; la valeur maximale peut aller jusqu'à $2 \text{ g}/\text{m}^3$ (Fletcher, 1966).

3.1.5 Nuages de gouttelettes en surfusion:

On a cru longtemps que les gouttelettes liquides se transformaient en particules de glace lorsque la température passe en dessous de 0°C. Or, on observe couramment des nuages de gouttelettes surfondues jusqu'à -40°C (Schaefer, 1962). Des gouttelettes contenant des particules étrangères insolubles congèlent vers la température -40°C. Cette température de congélation n'est pas la même pour différentes impuretés de l'eau et devrait s'accroître avec l'augmentation de la dimension des gouttelettes.

3.2 NUAGES DE GLACE:

3.2.1 Noyaux glacogènes:

Les résultats des études thermodynamiques statistiques de Volmer indiquent, en raisonnant comme dans le cas des gouttelettes, que l'apparition de la phase solide n'est possible que pour des valeurs très élevées de la sursaturation, jamais atteintes dans la nature; le calcul montre également que la sursaturation nécessaire à la formation des particules de glace, est supérieure à celle que nécessiterait la formation des gouttelettes, si la température n'est pas inférieure à -65°C (Krastanov, cité par Bricard, 1953).

Wegener avait déjà introduit l'idée de noyaux spéciaux pour la formation de cristaux de glace, mais pour que de tels noyaux soient réellement efficaces, il faudrait que leur constitution chimique et réticulaire soit identique à celle de la glace (Weickmann). Des

particules étrangères agiront donc d'abord comme des noyaux de condensation, puis elles entraîneront la solidification ultérieure des gouttelettes ainsi formées. La formation d'une gouttelette d'eau préalable n'est d'ailleurs pas nécessaire; il suffit d'un film liquide très mince (environ 100 Å) sur le noyau, sans même que la saturation par rapport à l'eau soit atteinte si le noyau est hygroscopique ou poreux.

Les noyaux glaciogènes qui se trouvent naturellement dans l'air peuvent donc être soient des particules solubles dans l'eau, soit des particules solides et hygroscopiques, mais insolubles, dont la présence au sein d'une goutte liquide formée initialement, déclenche la cristallisation lorsque la surfusion a atteint un degré suffisant.

Schaefer a montré que de nombreuses poussières naturelles (argiles, silicates, cendres volcaniques) peuvent agir comme des noyaux glaciogènes. D'autre part, Langmuir, Schaefer et Vonnegut signalaient que plusieurs sortes de matières finement divisées peuvent jouer le rôle de noyaux glaciogènes artificiels à partir de -5°C (iodoforme, iodure d'argent, apatite...) cristallisant dans le système de forme hexagonale, et pratiquement insolubles dans l'eau. Langmuir et Schaefer ont également obtenu la nucléation des nuages surfondus en y projetant des grains de neige carbonique; ils estimaient qu'un fragment de neige carbonique de quelques centimètres de diamètre produirait 10^{16} noyaux de glace. Mais ce processus est différent du précédent, il ne peut s'agir d'une action cristalline. La neige carbonique n'agit que par l'intermédiaire de l'intense refroidissement qu'elle produit dans son entourage (Bricard, 1953).

L'emploi de noyaux glaciogènes artificiels dans les projets de modification du climat est maintenant une chose courante. On n'utilise pas d'iodure d'argent pur mais plutôt un mélange de AgI-NaI pour initier la nucléation des cristaux de glace. (D'après Mossop et Jayaweera (1969), environ 50% des particules d'aérosols produites par la vapeur d'une solution AgI-NaI agirait comme noyaux de congélation comparativement à un rendement de 3% dans le cas d'iodure d'argent pur).

3.2.2 Structure et formes des cristaux de glace:

La structure moléculaire des cristaux de glace a été déterminée par des méthodes de spectrométrie utilisant la diffraction aux neutrons ou aux rayons X. Ces résultats montrent que dans l'atmosphère la structure de base des cristaux est constituée par six atomes d'oxygène arrangeés en forme hexagonale. Chaque atome d'oxygène est relié à deux atomes d'hydrogène et chaque atome d'hydrogène est relié à deux atomes d'oxygène. Les cristaux de glace peuvent se développer en différentes façons, par exemple, la base hexagonale peut se développer en deux dimensions pour former une plaquette, ou elle peut agrandir dans la direction normale à la base pour former une colonne hexagonale.

Formes des cristaux en fonction de la température:

Plusieurs auteurs ont trouvé que le mode de croissance des cristaux est fortement dépendant de la température (Nakaya, 1951, 1954; Aufm Kampe et al., 1951; Hallet et Mason, 1958...). Les tableaux 3.1 et 3.2 montrent la dépendance entre la forme des cristaux et la température dans des milieux saturés et non-saturés.

TABLEAU 3.1

FORMES DE CRISTAL EN FONCTION DE TEMPERATURE DANS UN
MILIEU SURSATURÉ PAR RAPPORT A LA GLACE (HALLET ET MASON, 1958 a)

De 0 à -3°C	:	plaquettes hexagonales
-3 → -5°C	:	aiguilles
-5 → -8°C	:	prismes creux
-8 → -12°C	:	plaquettes hexagonales
-12 → -16°C	:	dendrites
-16 → -25°C	:	plaquettes
-25 → -50°C	:	prismes creux

TABLEAU 3.2

FORMES DES CRYSTaux EN FONCTION DE TEMPERATURE DANS UN
MILIEU NON-SATURE PAR RAPPORT A LA GLACE (HALLET ET MASON, 1958 a)

De 0 à -8°C	:	prismes
-10 à -25°C	:	plaquettes
En bas de -25°C	:	plaquettes, prismes

D'autre part, Nakaya (1955) rapportait que les aérosols atmosphériques peuvent avoir certaines influences sur la forme des cristaux; cette hypothèse n'est pourtant pas confirmée par les autres chercheurs.

Par contre, il est prouvé par plusieurs auteurs que des traces de vapeur de matière organique affectent la forme même des cristaux (Schaefer, 1949; Nakaya, Hanajima et Mugurama, 1958; Hallet et Mason, 1958). De plus, le mode de croissance des cristaux est aussi affecté par des champs électriques ambients (Bartlett, Van der Heuvel et Mason, 1963).

En ce qui concerne la sursaturation, on a cru longtemps qu'elle pouvait jouer un rôle important dans le mode de croissance des cristaux mais en réalité elle influence très peu le mécanisme de développement des cristaux. Par contre la sursaturation affecte grandement le taux de croissance. D'autre part, la sursaturation est le principal responsable du développement des aspects secondaires qui donnent aux cristaux différentes variétés de formes à partir d'une seule forme de base (Hallet et Mason, 1958).

3.2.3 Vitesses terminales des cristaux de glace:

La connaissance de la vitesse terminale des cristaux de glace est nécessaire dans l'étude de la croissance de ces particules dans le nuage ou l'évaporation dans les régions de bases des nuages, et aussi nécessaire dans les calculs du taux de précipitation.

Selon Mason (1971) les mesures de la vitesse terminale des cristaux de glace les plus réelles sont celles effectuées par Nakaya et Terada (1935). D'après ces auteurs une vitesse de 30 cm/sec est estimée dans le cas des dendrites planes, 50 cm/sec pour la neige en poudre, et 37 cm/sec dans le cas des dendrites spatiales.

Magono (1953) utilisait la méthode photographique pour déterminer la vitesse de chute des cristaux de glace. Il a obtenu des résultats semblables à ceux de Nakaya et Terada.

Une des études les plus récentes et les plus importantes effectuées sur la vitesse terminale des cristaux de glace est celle réalisée par Heymsfield (1972). D'après cet auteur, pour les cristaux cylindriques à $-3.5 \leq T \leq -9.5^{\circ}\text{C}$ et à une pression de 1000 mb:

$$V (\text{cm/s}) = -1.073 + 180.45 L (\text{mm}) - 93.41 L^2 (\text{mm}) \quad (3.6)$$

Pour les cristaux de forme d'un disque et à 1000 mb:

$$V (\text{cm/s}) = -0.55 + 90.69 L (\text{mm}) - 23.44 L^2 (\text{mm}) - 5.26 L^3 (\text{mm}) \quad (3.7)$$

où L représente la longueur (ou diamètre apparent) des cristaux.

Les résultats de Heymsfield montrent que pour de gros cristaux, la vitesse varie très peu avec leur dimension et est de même ordre de grandeur que celui estimé par Magono ou Nakaya et Terada. Pour des plus petits cristaux ($L < 1 \text{ mm}$) la vitesse est pratiquement proportionnelle à la longueur L; elle est beaucoup plus faible que celle mesurée par Magono ou Nakaya et Terada.

CHAPITRE IV

LA PRÉCIPITATION

4.1 GENERALITES:

Un nuage, une fois formé, est un rassemblement d'un grand nombre de minuscules particules de rayon de l'ordre de quelques microns. Cette structure est en général très stable si elle ne contient pas de cristaux de glace en même temps que des gouttelettes surfondues. Les particules ne montrent pas de tendance à se réunir ou changer leurs dimensions excepté une croissance générale de l'ensemble des particules par suite de la condensation. Quand le degré d'humidité dans le nuage est élevé cette condensation devient importante et le taux de croissance des particules devient appréciable. Mais la condensation seule n'est pas une condition suffisante pour former des gouttes de pluie ($r > 100 \mu\text{m}$) dans un temps raisonnable (Findeisen, 1939). Il faudrait l'intervention de facteurs susceptibles de faire cesser l'équilibre "colloidal" du nuage, soit directement par la collision et coalescence de gouttelettes, soit indirectement par l'enrichissement de certains éléments au détriment des autres. Le premier mécanisme pourrait être important dans n'importe quel nuage; le second implique l'interaction entre gouttelettes d'eau et cristaux de glace et par conséquent il est confiné aux nuages dont le sommet est au dessus du niveau de congélation.

Il est démontré que le mécanisme de collision-coalescence est inefficace avec des gouttelettes de rayon en bas d'une dizaine de microns (Hocking et quelques autres) à moins que la force coulombienne intervienne (Krasnogorskaja, 1965; Davis et Sartor, 1969;...). Théoriquement, la présence d'une seule grosse goutte au sommet d'un nuage suffirait pour déclencher un tel processus qui conduit à la précipitation (réaction en chaîne de Langmuir).

Le nuage pourrait aussi devenir immédiatement instable avec l'existence des cristaux de glace en présence d'un grand nombre de gouttelettes d'eau surfondue. La pression de vapeur de la glace est de beaucoup inférieure à celle des gouttelettes d'eau, et en conséquence, les gouttelettes d'eau tendent à s'évaporer tandis que les cristaux de glace tendent à grossir.

Lorsqu'un cristal de glace a grossi convenablement, il commence à être plus lourd relativement aux autres particules nuageuses donc il tombe, et des collisions deviennent possibles entre ce cristal et d'autres gouttelettes ou d'autres cristaux de glace pour en former des grêlons (dans le premier cas) ou des flocons de neige (dans le deuxième cas).

Dans les prochains paragraphes nous allons examiner plus en détails les mécanismes de précipitation à partir de nuages à température positive et de nuages mixtes (contenant gouttelettes liquides et cristaux de glace).

4.2 PRECIPITATION A PARTIR DE NUAGES A TEMPERATURE POSITIVE:

4.2.1 Mécanisme de condensation:

Considérons une gouttelette liquide de rayon r au repos dans un environnement sursaturé de vapeur d'eau.

Appelons n_0 la concentration des molécules de vapeur d'eau à une grande distance de la gouttelette.

Cette vapeur diffuse vers la gouttelette et il y a condensation avec la gouttelette. Si le taux de croissance de la gouttelette est relativement faible, la concentration $n(R)$ des molécules de vapeur à un point R quelconque satisfait à l'équation:

$$\nabla^2 n(R) = 0 \quad (4.1)$$

Les conditions limites:

$$\text{à } R = \infty, \quad n(\infty) = n_0$$

$$\text{à } R \approx r \text{ (au voisinage de la gouttelette), } n(R) = n_r.$$

n_r est donc la concentration à l'équilibre de la vapeur d'eau sur la surface de la gouttelette.

Une solution approximative de l'équation (4.1) est:

$$n(R) = n_0 + (n_r - n_0) r/R \quad (4.2)$$

Cette solution n'est valable que si le taux de croissance de la gouttelette est faible de sorte que le rayon r est presque constant.

Soit D le coefficient de diffusion des molécules de vapeur d'eau, le taux d'accroissement de la masse de la gouttelette sera:

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 m D \left(\frac{dn}{dR_r} \right) \quad (4.3)$$

où m est la masse de la molécule de vapeur.

(Remarque: nous avons supposé ici que le coefficient de diffusion D est constant. Ceci n'est pas tout-à-fait vrai, puisque le coefficient de diffusion augmente un peu avec la dimension de la gouttelette.)

Dérivons l'équation (4.2) et combinons la avec l'équation (4.3), on obtiendra:

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r m D (n_o - n_r) \quad (4.4)$$

Appelons ensuite:

p_o : la pression partielle de la vapeur d'eau à grande distance de la gouttelette.

p'_r : la pression partielle de la vapeur à l'équilibre sur la surface de la gouttelette.

ρ_L : la densité de l'eau liquide.

ρ_v : la densité de la vapeur d'eau dans l'environnement.

Exprimons M en terme de r et n en terme de pressions partielles, on obtient:

$$r \frac{dr}{dt} = D \frac{\rho_v}{\rho_L} \frac{(p_o - p'_r)}{p_o} \quad (4.5)$$

L'équation (4.5) est valable pour des particules au repos. Ceci est physiquement impossible dans l'atmosphère. La particule devrait tomber avec une vitesse terminale par rapport à l'air ambiant. L'effet de ce mouvement est d'apporter continuellement de l'air "frais" au voisinage de la particule. Cette action faisant accroître le taux d'humidité favoriserait la croissance de la particule. Cet effet, appelé effet de ventilation, dépend du nombre de Reynolds Re et du nombre de Prandtl¹ pour l'écoulement de vapeur Pr^1 (Squires, 1952 a).

Avec cet effet de ventilation, l'équation (4.5) modifiée peut s'écrire:

$$r \frac{dr}{dt} = D \frac{\rho_v}{\rho_L} \frac{(p_o - p_r^1)}{p_o} f(Re, Pr^1) \quad (4.6)$$

Voici quelques valeurs numériques du facteur $f(Re, Pr^1)$ calculées par Squires (1952 a) à 10°C et à une pression de 800 mb:

$r(\mu\text{m})$	10	30	50	70	100
Re	0.014	0.37	1.5	3.2	8.0
$f(Re, Pr^1)$	1.03	1.14	1.28	1.41	1.66

D'autre part, la pression partielle p_r^1 est reliée à trois facteurs: l'échauffement de la gouttelette à cause de la chaleur latente due à la condensation, la courbure de la surface de la gouttelette, et la présence de soluté.

Considérons d'abord l'effet dû à la chaleur latente, c'est un problème de conduction de chaleur.

L'équation de cet écoulement de chaleur est:

$$\nabla^2 T(R) = 0 \quad (4.7)$$

avec les conditions limites:

$$\begin{aligned} \text{à } R &= \infty, & T(R) &= T_0 \\ R \approx r, & & T(R) &= T_r \end{aligned}$$

Une solution approximative de cette équation est:

$$T(R) = T_0 + (T_r - T_0) \frac{r}{R} \quad (4.8)$$

La variation de masse due à la vaporisation:

$$L \frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 k \left(\frac{dT}{dR} \right)_r \quad (4.9)$$

où: L est la chaleur latente due à la condensation

k est la conductivité thermique de l'air.

Les équations (4.8) et (4.9) donnent:

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r \frac{k}{L} (T_r - T_0) \quad (4.10)$$

Et finalement, avec l'effet de ventilation, on pourrait écrire une équation similaire à l'équation (4.6):

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{k}{L \rho_v} (T_r - T_0) f(Re, Pr) \quad (4.11)$$

où Pr: nombre de Prandtl pour la conduction de chaleur.

L'effet de température sur la pression de vapeur saturée est donnée par l'équation de Clausius-Clapeyron (Glasstone, 1947) :

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{TV} \quad (4.12)$$

où V est le volume occupé par un gramme de vapeur saturée.

Intégrons cette équation et supposons que la vapeur obéit aux lois d'un gaz parfait, nous obtenons :

$$\ln \frac{p(T_r)}{p(T_0)} = \frac{LM_0}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_r} \right) \quad (4.13)$$

où M_0 : poids moléculaire de la vapeur

R : constante du gaz.

Si $T_r \approx T_0 = T$, l'équation (4.13) peut se réduire sous forme :

$$\frac{p(T_r) - p(T_0)}{p(T_0)} \approx \frac{LM_0}{RT^2} (T_r - T_0) \quad (4.14)$$

D'autre part, les effets de la courbure et du soluté sur la pression de vapeur sont donnés par : (l'équation 3.2)

$$\left(\frac{p_r}{p_\infty} \right) \approx 1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3} \quad (4.15)$$

où a : une constante, due à la tension de surface $\left(a = \frac{2\sigma}{NkT} \right)$.

b : une constante, due à la présence de soluté $\left(b = \frac{i m M_0}{\frac{4}{3}\pi\rho'M} \right)$.

p_∞ : pression de vapeur sur une surface plane.

La sursaturation de l'environnement relativement à une surface plane de l'eau pure peut être définie par:

$$S = \frac{p_0 - p_\infty}{p_\infty} \quad (4.16)$$

La combinaison des équations (4.14), (4.15) et (4.16) donnera:

$$\frac{p_0 - p_r'}{p_0} \approx S - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3} - \frac{IM_0}{RT^2} (T_r - T_0) \quad (4.17)$$

Éliminons maintenant les T et les p dans les équations (4.6), (4.11) et (4.17) par des simples opérations de substitution, on obtient finalement l'équation du développement de la gouttelette dû à la condensation:(Fletcher, 1966)

$$r \frac{dr}{dt} = G \left(S - \frac{a}{r} + \frac{b}{r^3} \right) f(Re, Pr) \quad (4.18)$$

où

$$G = \frac{D\varrho_v}{\varrho_L} \left[1 + \frac{DL^2 \varrho_v M_0 f(Re, Pr)}{RT^2 k f(Re, Pr)} \right]^{-1} \quad (4.19)$$

La figure 4.1 représente l'évolution d'une gouttelette due à la condensation (Fleagle et Businger, 1965). Nous pouvons constater que le processus est assez lent. Pour atteindre un rayon de $30 \mu\text{m}$ il faudrait un temps environ deux heures. La croissance est de plus en plus lente en fonction de la dimension des gouttelettes. La condensation est donc importante mais seulement dans la première étape de la précipitation.

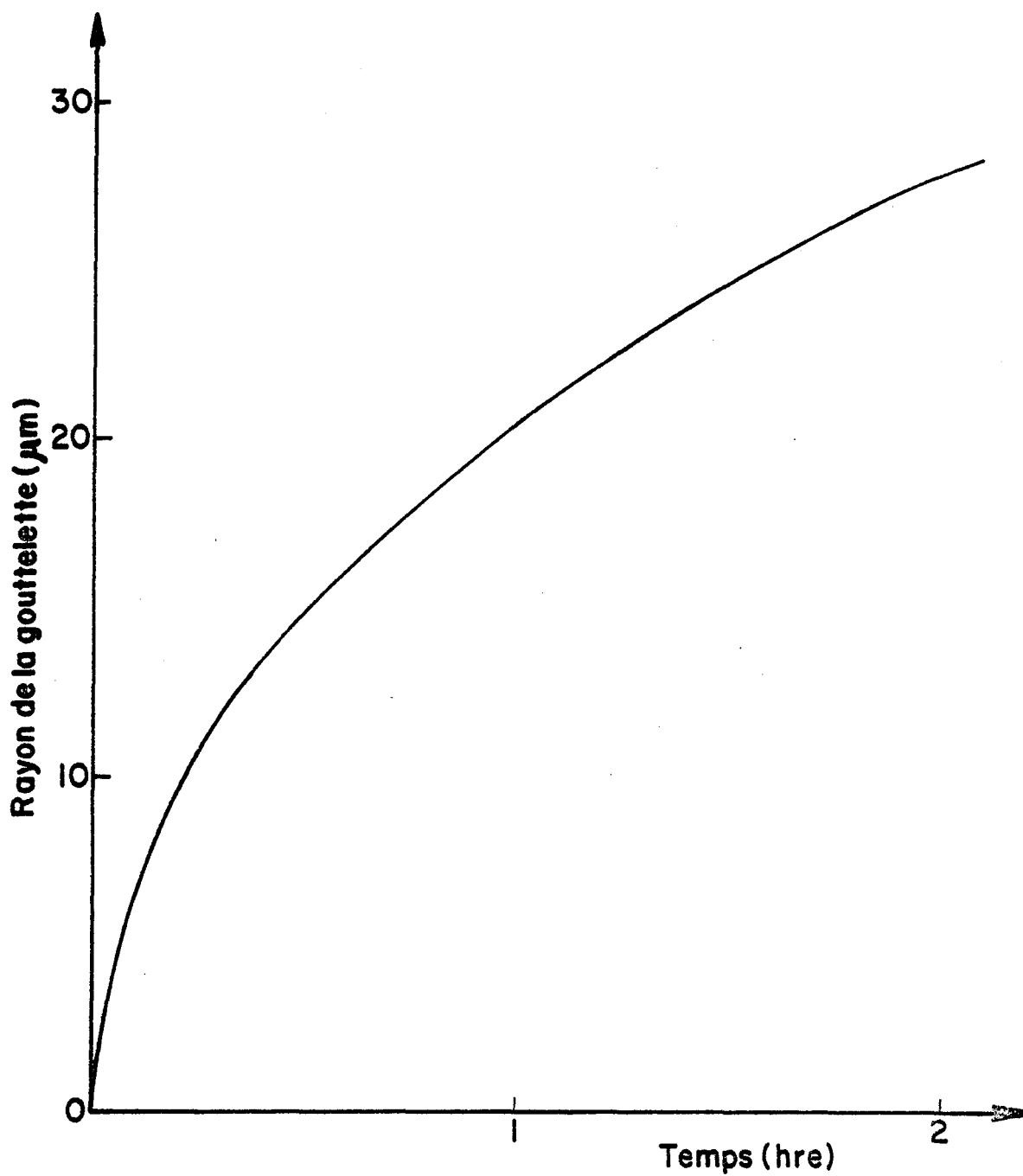


Figure 4.1 - Evolution d'une gouttelette due à la condensation sur un noyau NaCl de 6×10^{-15} g avec:
S(sursaturation) = 0.05%, T(température) = 273°K et
P(pression) = 800 mb (Fleagle et Businger, 1965).

4.2.2 Mécanisme de coalescence:

4.2.2.1 Généralités:

Nous avons vu dans le paragraphe 4.2.1 que la condensation permettrait aux gouttelettes de se développer, mais cette contribution n'est pas suffisante pour provoquer la précipitation puisque l'évolution des particules est trop lente. Or on trouve des gouttes plus grandes dans des précipitations (de 0.5 mm à 5 mm en diamètre).

Cette dimension des gouttes est évidemment due à la coalescence entre des gouttelettes. Ce processus, même s'il est moins important pour des petites gouttelettes (en absence des forces électriques), demeure le mécanisme principal pour la précipitation.

Considérons un nuage à température positive (c'est à dire en absence des cristaux de glace), la collision inélastique entre gouttelettes de nuage donne des gouttes de dimension plus grande, ces dernières tombent plus vite que les premières, elles peuvent donc traverser le nuage tout en captant d'autres petites gouttelettes (toujours par des collisions inélastiques); elles ont finalement assez de masse pour pouvoir vaincre le courant ascendant dans le nuage et quitter le nuage sous forme de pluie.

Remarquons que deux gouttelettes peuvent entrer en collision et se séparer après. La coalescence signifie que les deux particules entrent en contact et se transforment en une seule (cas de gouttelettes d'eau).

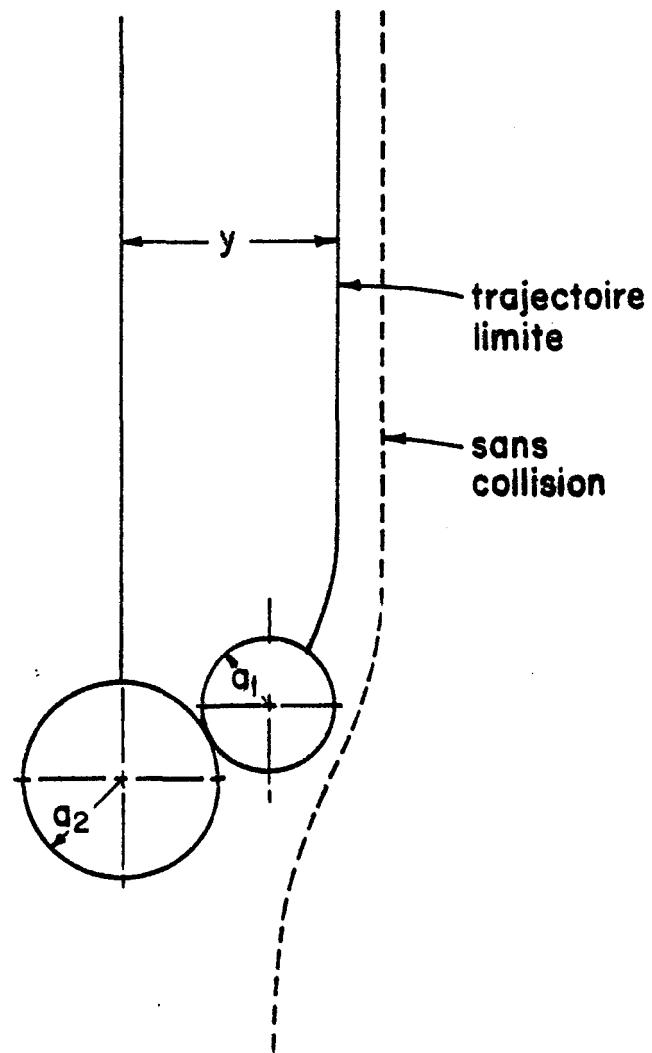


Figure 4.2 - Trajectoire limite décrite par une gouttelette (rayon a_1) qui devrait entrer en collision avec une goutte plus grande de rayon a_2 .

4.2.2.2 Coefficient de collision et coefficient de coalescence:

Dans le but d'évaluer la probabilité de collision entre deux particules, il est commode de définir un paramètre que l'on appelle le coefficient de collision.

Considérons la collision entre deux particules de rayons a_1 et a_2 tombant en chute libre. On appelle trajectoire limite celle la plus éloignée décrite par la plus petite particule dont la collision a eu lieu (voir figure 4.2).

Soit ϵ le coefficient de collision, ϵ est défini par (Hocking et Jonas, 1970):

$$\epsilon = y^2 / (a_1 + a_2)^2 \quad (4.20)$$

où y est le paramètre d'impact critique; y est donc la distance, prise assez loin de la plus grosse particule, d'une trajectoire limite de la plus petite particule à la ligne verticale passant par le centre de la grosse particule (figure 4.2).

Le coefficient de coalescence représente le pourcentage ou le rapport des gouttelettes captées par la goutte sur le nombre total des gouttelettes en collision avec la goutte. Le produit des coefficients de collision et de coalescence donne le coefficient de captation C .

4.2.2.3 Théorie de collisions entre gouttelettes:

Cas I: Collision entre deux gouttelettes neutres dans un champ nul:

En absence des forces électriques la collision entre gouttelettes

est un problème purement aérodynamique impliquant l'effet de la gravité et l'écoulement de fluide (air). En principe nous devons considérer le mouvement brownien comme un facteur qui peut influencer la collision des particules de nuage, mais on pourrait l'ignorer puisque sa contribution est trop faible à cause de la grande dimension ($d > 0.1 \mu\text{m}$) des gouttelettes (Suneja, 1973 et 1974).

L'équation du mouvement des gouttelettes peut donc s'exprimer comme suit:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_g + \vec{F}_R \quad (4.21)$$

où

$$\vec{F}_g = m\vec{g} = \frac{\pi d^3}{6} \rho \vec{g} \quad (4.22)$$

avec ρ : densité de l'eau liquide

d : diamètre de la gouttelette

\vec{v} : vitesse de la gouttelette

\vec{g} : accélération gravitationnelle,

et \vec{F}_R représente la résistance de l'air dont la vitesse d'écoulement et la viscosité dynamique sont respectivement \vec{u} et η . Pour les gouttelettes de petite dimension (nombre de Reynolds est faible, < 100), la résistance de l'air obéit à la loi de Stoke :

$$\vec{F}_R = -3\pi\eta d (\vec{v} - \vec{u}) \quad (4.23)$$

Cette équation du mouvement (l'équation 4.21) permet de tracer les trajectoires des gouttelettes lorsqu'on exprime explicitement

la vitesse d'écoulement de l'air \vec{u} en fonction des coordonnées et du temps. La précision du calcul des trajectoires dépend de l'exactitude de l'expression donnée à \vec{u} .

Hocking (1959) a résolu théoriquement le problème de collision entre deux gouttelettes neutres dans un champ nul en tenant compte de l'influence mutuelle entre deux particules quand elles s'approchent l'une de l'autre. Récemment (1970) Hocking et Jonas ont refait ce problème, mais cette fois-ci ils ont tenu compte aussi de la rotation des gouttelettes; de plus ils ont incorporé dans leurs calculs un paramètre arbitraire ϵ qu'ils ont défini comme suit: la collision devrait toujours avoir lieu lorsque la séparation entre deux particules est plus faible qu'un paramètre critique ϵ qui est de l'ordre de quelques fractions du rayon de la plus grosse particule.

Davis et Sartor (1967) utilisaient une extension de la méthode de Simson et Jeffrey (1926) pour calculer la force de résistance due à l'approchement entre deux gouttelettes. Ils ont tenu compte aussi de la rotation des gouttelettes dans leurs mouvements de translation.

Beard (1974) suggère qu'on ne devrait pas négliger l'effet des forces dues à l'écoulement de l'air dans la région de l'interaction entre deux particules.

Une comparaison des coefficients de collision tels que calculés par Hocking (1959), Davis et Sartor (1967), Hocking et Jonas (1970) est montrée à la figure 4.3.

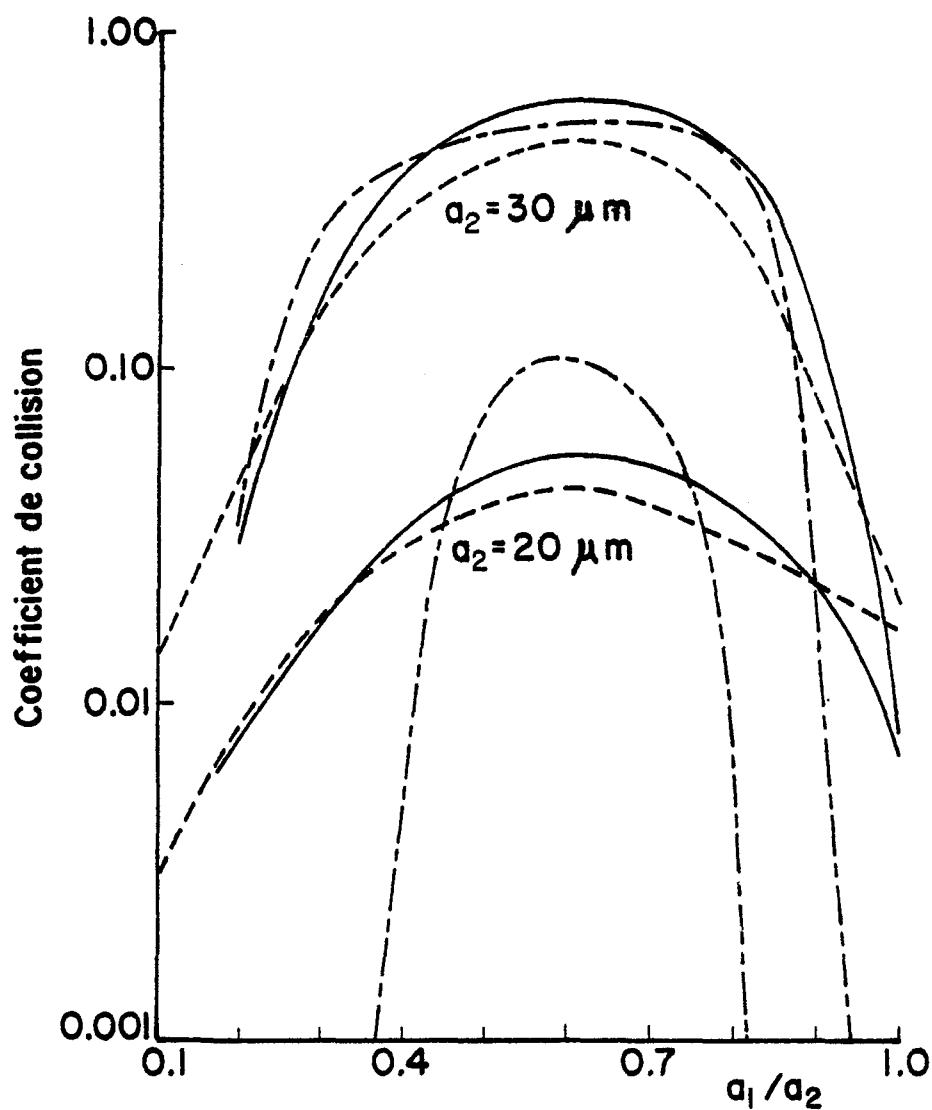


Figure 4.3 - Comparaison des coefficients de collision tels que calculés par différents chercheurs.

- Hocking (1959)
- Davis et Sartor (1967)
- Hocking et Jonas (1970)

Cas III: Collision entre deux gouttelettes chargées dans un champ nul:

En absence du champ électrique, les effets électrostatiques importants sont dus à la force d'attraction ou de répulsion coulombienne entre deux particules chargées et les forces dues à la charge image produite sur chacune des particules.

La force de Coulomb est inversement proportionnelle au carré de la distance entre les centres; les forces dues aux charges-images dépendent de la distance entre les centres par le facteur $\left(\frac{1}{r^5}\right)$.

Force de Coulomb:

$$\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^3} \vec{r} \quad (4.24)$$

où q, q' sont respectivement la charge sur chacune des particules; r est la distance entre les centres; ϵ_0 est la permittivité.

Cas III: Collision dans un champ électrique:

Dans un champ électrique, chaque gouttelette, considérée comme une sphère diélectrique, se comporte comme un dipôle de moment:

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_0 (d/2)^3 \vec{E} \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right)$$

où ϵ_r est la constante diélectrique relative de l'eau; qui est de l'ordre de 80.

Le potentiel créé par un dipôle est:

$$V_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \operatorname{grad} \left(\frac{1}{r} \right) \cdot \vec{p}$$

ou bien

$$V_p = \frac{d^3 \vec{E}}{8} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}$$

L'interaction entre une charge q et un dipôle \vec{p} a pour expression:

$$\vec{F}_{pq} = q \operatorname{grad} V_p = \frac{qd^3}{8} \operatorname{grad} \left(\frac{\vec{E} \cdot \vec{r}}{r^3} \right) \quad (4.25)$$

Dans le cas de deux gouttelettes de diamètre d , d' et de charge q , q' on aura:

$$\vec{F}_{pq'} = \frac{q'd^3}{8} \operatorname{grad} \left(\frac{\vec{E} \cdot \vec{r}}{r^3} \right) \quad (4.26)$$

et

$$\vec{F}_{p'q} = \frac{qd'^3}{8} \operatorname{grad} \left(\frac{\vec{E} \cdot \vec{r}}{r^3} \right) \quad (4.27)$$

La force d'interaction entre deux dipôles est le gradient de l'énergie potentielle d'interaction entre les dipôles:

$$\vec{F}_{pp'} = \operatorname{grad} W_{pp'}$$

où

$$W_{pp'} = \vec{p} \cdot \operatorname{grad} V_{p'}$$

$$W_{qq'} = 4\pi\epsilon_0 \frac{d^3}{8} \vec{E} \operatorname{grad} \left(\frac{d'^3 \vec{E} \cdot \vec{r}}{8 r^3} \right)$$

Soit \vec{n} le vecteur unitaire dans la direction du champ électrique:

$$\vec{E} = \vec{n} E$$

L'expression de l'énergie potentielle d'interaction entre les dipôles devient:

$$W_{pp'} = 4\pi\epsilon_0 \frac{d^3 d'^3}{64} E^2 \vec{n} \operatorname{grad} \left(\frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{r^3} \right)$$

Et l'expression pour la force $\vec{F}_{pp'}$, sera:

$$\vec{F}_{pp'} = \frac{\pi\epsilon_0}{16} d^3 d'^3 E^2 \operatorname{grad} \left[\vec{n} \operatorname{grad} \left(\frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{r^3} \right) \right] \quad (4.28)$$

Finalement, la force de déplacement exerçant sur une charge électrique placée dans un champ \vec{E} est:

$$\vec{F}_{qE} = q\vec{E} \quad (4.29)$$

Conclusion:

Comme nous avons vu au chapitre II que les particules dans les nuages sont normalement chargées et qu'il y existe un champ électrique qui est parfois très important (nuages orageux), nous devons donc envisager un effet combiné de plusieurs facteurs dans le processus de collision entre les gouttelettes dans l'atmosphère.

L'équation générale du mouvement d'une gouttelette s'impliquant dans une telle collision peut s'écrire:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_g + \vec{F}_c + \vec{F}_i + \vec{F}_{pq'} + \vec{F}_{p'q} + \vec{F}_{pp'} + \vec{F}_{qE} \quad (4.30)$$

Il existe dans la littérature de la physique de l'atmosphère plusieurs travaux théoriques étudiant l'influence de l'électricité sur la collision des gouttelettes. Nous pouvons citer ici quelques exemples: Krasnogarskaja (1965), Davis (1964), Sartor et Miller (1965), Semonin et Plumlee (1966), Sartor (1967), Hocking et Jonas (1970), Beard (1974). Leurs résultats ne sont pas tous identiques mais au moins ils sont unanimes sur une chose: influence bénéfique (en général) sur la collision de l'effet électrique. Par exemple, Krasnogarskaja prédit qu'une paire de gouttelettes neutres de rayon 15 μm et 25 μm respectivement, possédant un coefficient de collision de l'ordre de 0.8 en absence du champ électrique, devrait avoir des coefficients de collision de l'ordre de 1.6, 5.2 et 8.4 dans un champ électrique vertical d'intensité 2, 6 et 10 KV/cm respectivement. Pour une paire de gouttelettes plus petites, le coefficient de collision augmente plus rapidement en fonction du champ électrique. En ce qui concerne les gouttelettes chargées, toujours d'après les calculs de Krasnogarskaja, pour une paire de gouttelettes de rayon 6 μm et 10 μm , le coefficient de collision, qui est trouvé nul en absence du champ électrique, sera de l'ordre de 0.31 si les particules portent respectivement des charges de -10^{-7} u.e.s. et 10^{-6} u.e.s.; de plus s'il existe un champ vertical positif de 1200 V/cm, le coefficient de collision sera de 1.20.

Dans les résultats de Sartor, on peut voir une augmentation importante du coefficient de collision par l'effet du champ ou, et des charges électriques. D'après Sartor, le coefficient de collision d'une paire de gouttelettes de rayon 8 μm devrait avoir un coefficient de collision de l'ordre de 100 dans un champ de 11 u.e.s. (3.3 KV/cm) tandis

que ce coefficient n'est que de l'ordre de 0.08 en l'absence du champ électrique.

4.2.2.4 La coalescence:

Nous avons dit au paragraphe 4.2.2.1 que deux gouttelettes peuvent entrer en collision et se séparer après: c'est le cas d'une collision élastique. La croissance des gouttelettes dans les nuages par le processus de coalescence nécessite des collisions inélastiques. Les deux gouttelettes devraient se transformer en une seule après la collision: c'est la coalescence.

Des mesures du coefficient de coalescence ont été tentées par plusieurs chercheurs mais les résultats obtenus sont loin d'être satisfaisants.

Les expériences de Gunn et Hitschfeld (1951) et celles de Telford et al. (1955) montrent que le coefficient de coalescence est unitaire (ou presque) sur une large gamme de dimension des gouttelettes ($d > 100 \mu\text{m}$).

L'effet électrique est aussi généralement bénéfique pour la coalescence des gouttelettes. Goyer et al. (1960) ont trouvé que le coefficient de coalescence entre des gouttes de $700 \mu\text{m}$ de diamètre est de l'ordre de 0.3 en absence du champ électrique; à un champ de 40 V/cm ce coefficient devient unitaire et par suite il retombe à zéro dans un champ de 923 V/cm.

Plus récemment encore, Montgomery a trouvé en 1971 un coefficient de coalescence de 0.5 pour des gouttes de diamètre situé entre 0.5 et 2 mm se coalescer dans un champ électrique de 70 V/cm.

Les mesures du coefficient de coalescence citées ci-dessus sont réalisées pour des gouttelettes relativement grosses ($d > 100 \mu\text{m}$). Il existe très peu d'études sur les gouttelettes plus petites. Telford et Thordike (1961) observaient la coalescence d'une paire de gouttelettes de diamètre respectivement 30 et 35 μm . Ils constataient que le coefficient de coalescence est zéro à un champ de 150 V/cm et est de l'ordre de 0.2 pour des valeurs de champ entre 1 KV/cm à 3 KV/cm.

Woods et Mason (1964), pour leur part, ont une opinion différente. Selon eux, pour des petites gouttelettes ($R < 60 \mu\text{m}$) le coefficient de coalescence est pratiquement unitaire au moins lorsque le rapport des rayons des gouttelettes r/R est plus grand que 0.1.

4.2.2.5 Taux de croissance de la gouttelette:

Considérons une goutte de rayon R tombant avec vitesse terminale v à travers un nuage uniforme de gouttelettes de rayon r .

Appelons:

v' : vitesse relative de la goutte par rapport aux gouttelettes.

C : coefficient de captation entre la goutte et la gouttelette.

ρ_d : teneur en eau liquide dans le volume balayé par la goutte.

Le taux d'augmentation de masse de la goutte est:

$$\frac{dM}{dt} = \pi R^2 \sum_i C(r_i) v'(r_i) \Delta \rho_{di} \quad (4.31)$$

La sommation devrait être faite sur toutes les gouttelettes ou groupes de gouttelettes qui sont impliquées dans la coalescence.

On peut déduire de l'équation (4.31) le taux de croissance de la dimension de la goutte:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\sum_i C(r_i) v'(r_i) \Delta \rho_{di}}{4 \rho_L} \quad (4.32)$$

où ρ_L est la densité de l'eau liquide.

Supposons maintenant que l'air monte avec une vitesse ascendante u ; la vraie vitesse de la goutte est:

$$\frac{dz}{dt} = u - v \quad (4.33)$$

où z est la hauteur à partir d'un niveau de référence.

Les équations (4.32) et (4.33) donnent:

$$\frac{dR}{dz} = \frac{\sum_i C(r_i) v'(r_i) \Delta \rho_{di}}{4 \rho_L (u - v)} \quad (4.34)$$

Cette équation représente le taux de croissance en fonction de la hauteur.

Exemple numérique:

Prenons le cas où $C = 1$, $v \approx v'$. Sous ces conditions l'équation (4.34) devient:

$$4\rho_L \int_R^{R'} \frac{(u - v) dR}{v} = \int_z^{z'} \rho_d dz \quad (4.35)$$

avec

$$\rho_d = \sum_i \Delta \rho_{di}$$

Considérons une goutte entrant dans la base du nuage avec un rayon initial R_0 . Elle est entraînée vers le haut par le courant ascendant de vitesse u jusqu'à ce que sa vitesse v dépasse u et finalement elle tombe vers le bas. Si on suppose que ρ_d et u sont constants, l'équation (4.35) devient:

$$\int_{R_0}^R \frac{(u - v)}{v} dR = 0 \quad (4.36)$$

ou bien

$$R - R_0 = u \int_{R_0}^R \frac{dR}{v} \quad (4.37)$$

Nous pouvons théoriquement évaluer l'intégrale dans l'équation (4.37) sachant que la vitesse terminale v est une fonction de la dimension et de la masse de la goutte. La figure 4.4 représente le rayon final R de la goutte en fonction de la vitesse ascendante du courant convectif dans le nuage.

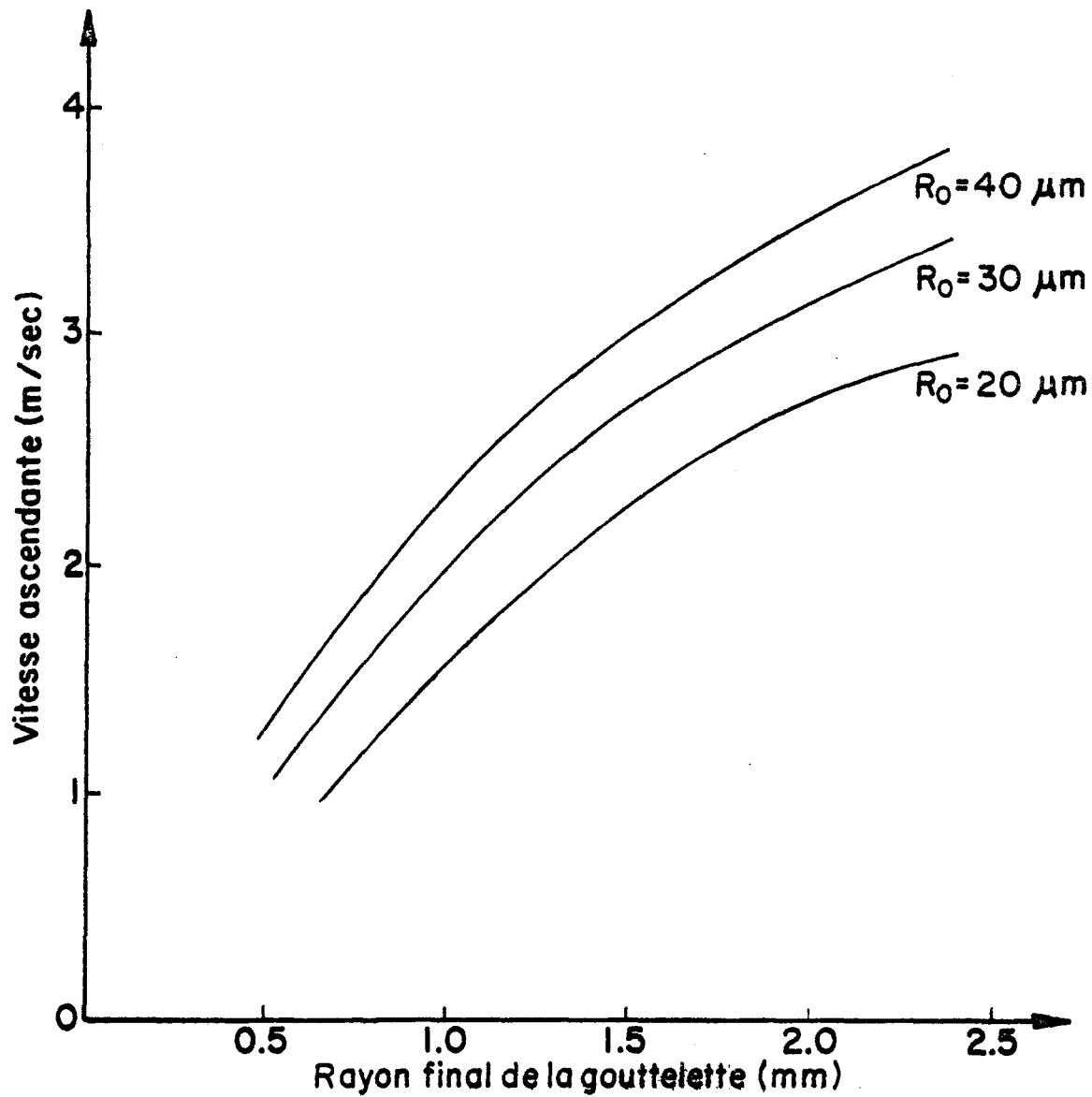


Figure 4.4 - Rayon final atteint par la gouttelette en fonction de la vitesse ascendante pour des valeurs initiales $R_0 = 20, 30$ et $40 \mu\text{m}$ (Ludlam, 1951).

4.3 PRECIPITATION A PARTIR DE NUAGES MIXTES:

Comme nous avons mentionné au paragraphe 4.1 , le nuage peut devenir immédiatement instable lorsqu'il existe des cristaux de glace en même temps que des gouttelettes surfondues. La tension de vapeur de la glace étant beaucoup inférieure à celle des gouttelettes, les cristaux se nourriront aux dépens de celles-ci, et tomberont à travers le nuage; Bergeron et Findeisen ont calculé que le transport de la totalité des gouttes sur les cristaux, dans un nuage normal, doit s'effectuer en quelques minutes (cité par Bricard, 1953).

Houghton (1950) a utilisé le coefficient de captation de Langmuir pour comparer la vitesse de croissance des cristaux de glace par coalescence avec les gouttelettes et par condensation solide. Tant que la masse des particules est inférieure à celle des gouttes de bruines, c'est le second processus qui est le plus actif, tandis que le premier processus l'emporte pour de grosses particules(Bricard,1953) .

Flocon de neige:

Lors de la collision entre cristaux de glace, certains d'entre eux restent unis. Si la température devient positive, grâce à l'eau de fusion, l'agrégation se poursuit en donnant de gros flocons de neige. D'après Langmuir, ces flocons de neige pourraient se briser au cours de leur chute, et les éclats seraient entraînés par la composante ascendante du courant convectif et répandus dans le nuage. Ces éclats seront à leurs tours responsables d'autres collisions avec des cristaux de glace pour former d'autres flocons de neige (réaction en chaîne de Langmuir).

Neige roulée, grésil et grêle:

Les cristaux de glace peuvent capter des gouttelettes surfondues; s'il y a beaucoup de cristaux, on a une masse granuleuse et dure, qui constitue la neige roulée, dont le diamètre est compris entre 2 et 5 mm. Si les gouttelettes sont les plus nombreuses, on a du grésil, constitué par des sphères transparentes, dures et généralement mouillées, de même diamètre que les grains de neige roulée.

Un grêlon est une sphère de glace de 5 à 50 mm de diamètre et même davantage. Il est formé de la superposition de couches opaques et transparentes. Les premières viennent des gouttes surfondues, et les parties transparentes sont dues à l'étalement de gouttelettes liquides.

Lorsque la température est assez froide, les flocons de neige ou la neige roulée peuvent atteindre le sol dans leurs formes originales. Si la température est au dessus du point de congélation toutes ces structures de glace peuvent se transformer en eau liquide et tomber sous forme de pluie. C'est ainsi que Bergeron a attribué toutes les précipitations que l'on recueille à la présence des cristaux de glace dans les nuages. Sa prétention est évidemment trop exagérée puisqu'on savait que des précipitations abondantes peuvent apparaître à partir des nuages exclusivement liquides, mais le rôle clef des cristaux de glace dans la précipitation est quand même inscontestable.

CHAPITRE V

INFLUENCE DU CHAMP ET DE LA CHARGE ELECTRIQUE SUR LA COLLISION ET LA COALESCENCE DES GOUTTELETTES

5.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL:

Le montage utilisé pour les mesures des coefficients de collision et coalescence est constitué d'une chambre de nuage et d'une chambre d'observation plus petite installée en dessous de la première (figure 5.1). Les deux chambres sont fabriquées en plexiglass. La chambre de nuage est utilisée comme réservoir de gouttelettes; elle a un volume d'environ 0.2 m^3 . La chambre d'observation est l'endroit où l'on observe la collision et la coalescence entre les gouttelettes. Cette chambre est dotée d'une paire d'électrodes planes installées horizontalement et séparées de 8 cm. L'électrode supérieure est branchée à la borne positive d'une source de haute tension à courant continu tandis que l'électrode inférieure est reliée à la borne négative de la même source.

Pour photographier les trajectoires des gouttelettes nous avons utilisé un photomicroscope fabriqué par JENA, dont le grossissement est de 22.3:1. Cet appareil photographique a une profondeur de champ d'environ $10 \mu\text{m}$ et son champ de vision angulaire correspond à une surface de 2.36 mm^2 au plan focal de l'objectif du microscope. Le volume photographique utile est donc égal à $2.36 \times 10^{-2} \text{ mm}^3$. Ce photomicroscope possède un dispositif d'éclairage sur fond noir grâce à un système de miroir réflecteur placé à l'intérieur du bloc objectif (figure 5.1).

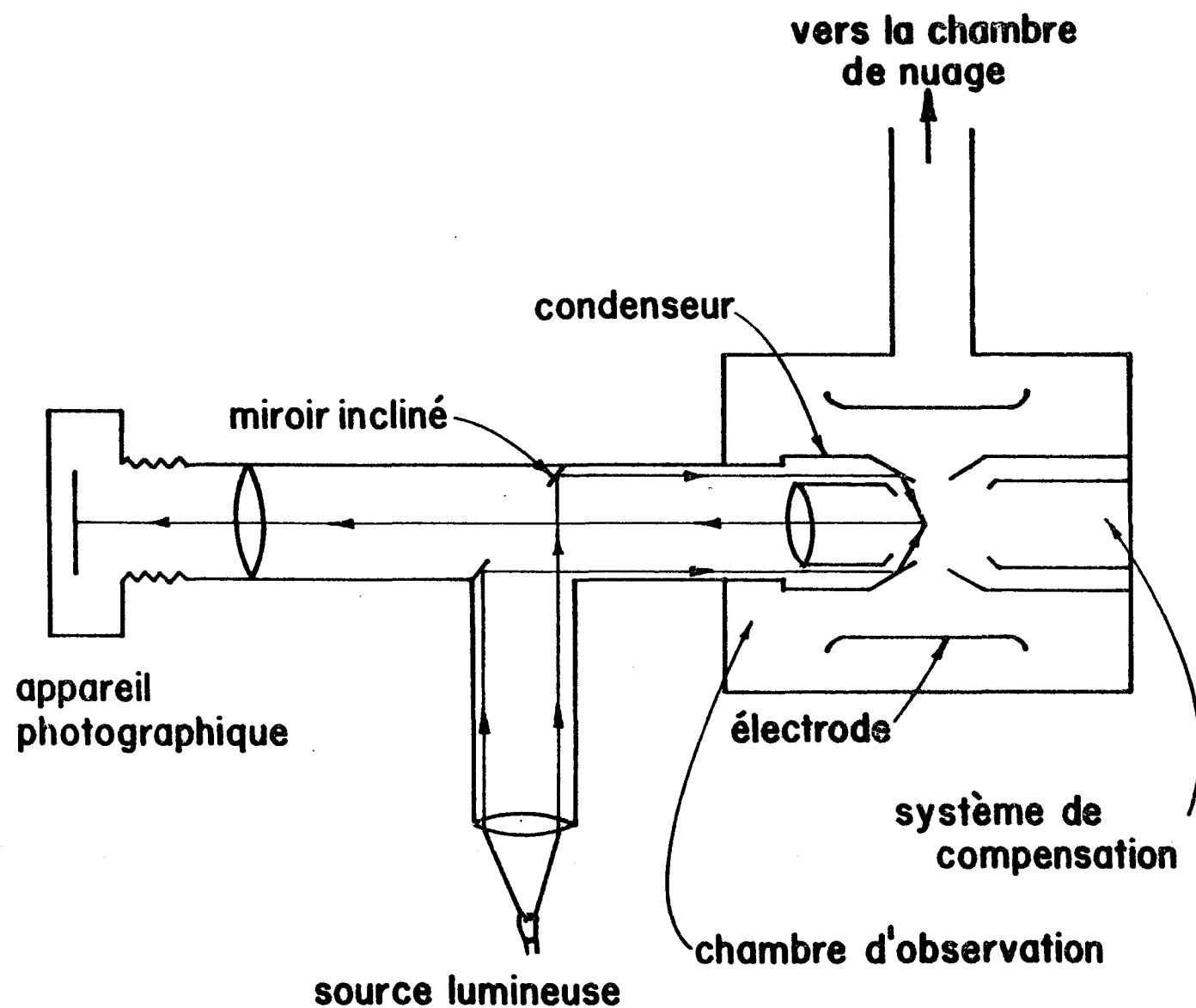


Figure 5.1 - Dispositif expérimental.

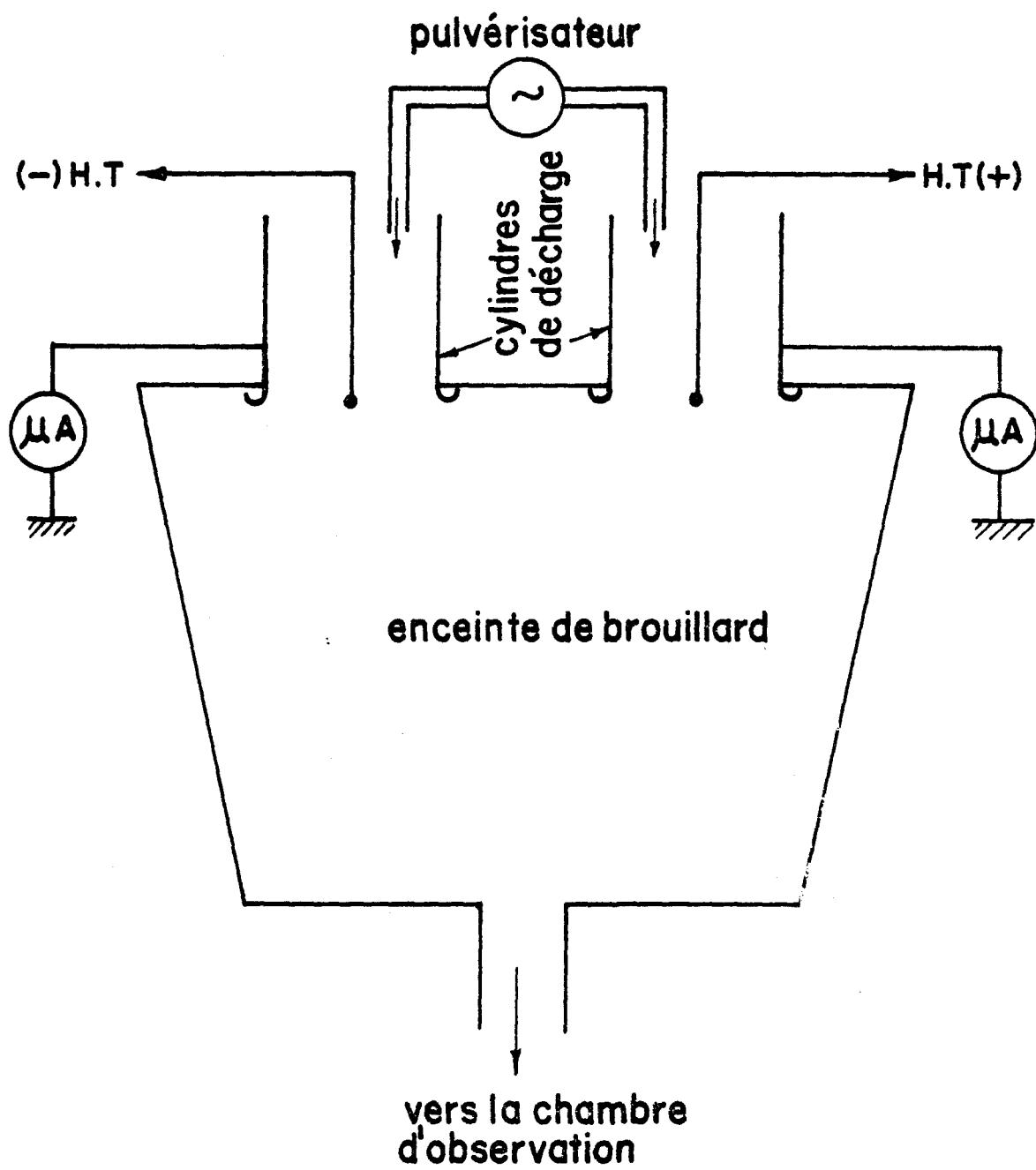


Figure 5.2 - Dispositif expérimental
(Système de décharge de couronne).

Parce que l'on doit mener l'objectif du microscope jusqu'à la région où existe le champ électrique pour prendre des photographies, ceci provoquerait une perturbation dans le champ lui-même. Un objectif-redresseur est donc nécessaire pour compenser cette influence de la part du microscope. Cet objectif-redresseur est fait de plomb et a la même forme que celle de l'objectif du microscope; il est installé en permanence dans la chambre d'observation et placé directement en face du microscope (figure 5.1).

De plus, un système de décharge de couronne est spécialement construit pour charger le brouillard avant qu'il ne soit conduit à la chambre de nuage. Ce dispositif est composé d'un fil de cuivre de 0.032 cm de rayon disposé sur l'axe d'un cylindre en aluminium de 7.5 cm de rayon et de 20 cm de longueur. Le fil est porté à une tension continue qui peut atteindre ± 18 KV et le cylindre est relié à la masse (figure 5.2).

5.2 CARACTERISTIQUES DU BROUILLARD:

Le brouillard est produit par un pulvérisateur ultrasonique DEVILBIS modèle 883. Le liquide utilisé est de l'eau distillée. Dans l'enceinte de la chambre d'observation ce brouillard possède les caractéristiques suivantes:

a) Concentration:

Connaissant le volume photographié, la concentration de brouillard serait déterminée directement en comptant le nombre de traces laissées sur le négatif. Dans le cas des

gouttelettes non chargées, la concentration de brouillard est environ 2.12×10^6 gouttelettes par cm^3 . Dans le cas des gouttelettes chargées, nous avons travaillé avec un brouillard de concentration de 1.27×10^6 particules par cm^3 .

b) Spectre dimensionnel des gouttelettes:

Pour déterminer la dimension des gouttelettes nous avons procédé par deux méthodes différentes:

i) Méthode photographique:

Cette méthode consiste à mesurer la largeur des traces laissées par les gouttelettes sur le négatif. Seules les traces nettes sont sélectionnées pour cette mesure. Les lectures sont prises avec une précision de 10%.

ii) Méthode utilisant un capteur de gouttelettes:

Un capteur monolame enduit de collargol est utilisé pour déterminer la dimension des gouttelettes (Dessens, 1961). Le capteur aspire les gouttelettes dans la chambre d'observation avec un débit fixe. Sous l'impact, les gouttelettes laissent des cratères sur une lame enduite de collargol. Le diamètre des gouttelettes est proportionnel au diamètre des cratères dont la constante de proportionnalité dépend de la vitesse d'impact et de la rigidité de la particule. La mesure du diamètre des cratères a une marge d'erreur inférieure à 10 %.

Résultat: L'écart entre les résultats obtenus par les deux méthodes de mesure varie entre 3% et 15%. Il n'y a donc pas de différence fondamentale compte tenu de la marge d'erreur . D'après ces mesures, le brouillard est composé principalement des gouttelettes de diamètre variant entre $2 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$. Le spectre dimensionnel du brouillard obtenu avec la méthode photographique est présenté à la figure 5.3 .

c) Charge des gouttelettes:

Inspiré d'une technique développée par Phillips et Kinzer (1958), nous avons construit un dispositif spécial pour mesurer la charge des gouttelettes (d'autres détails sur cette méthode seront discutés au paragraphe 5.3.3). Cette vérification révèle que les gouttelettes produites au début par le pulvérisateur ne sont pas chargées (sauf quelques rares exceptions).

d) Température du brouillard:

Dans la première partie de cette expérience, le brouillard est à la température de la pièce qui se trouve entre 22 et 24°C .

Dans la partie d'étude de la collision entre gouttelettes surfondues, le brouillard est porté à une température de $-6^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$ grâce à une grande chambre froide où l'expérience se déroule. A cette température, les gouttelettes demeurent encore à l'état liquide (surfusion). La température du brouillard est mesurée par un thermocouple installé à l'intérieur de la chambre de nuage.

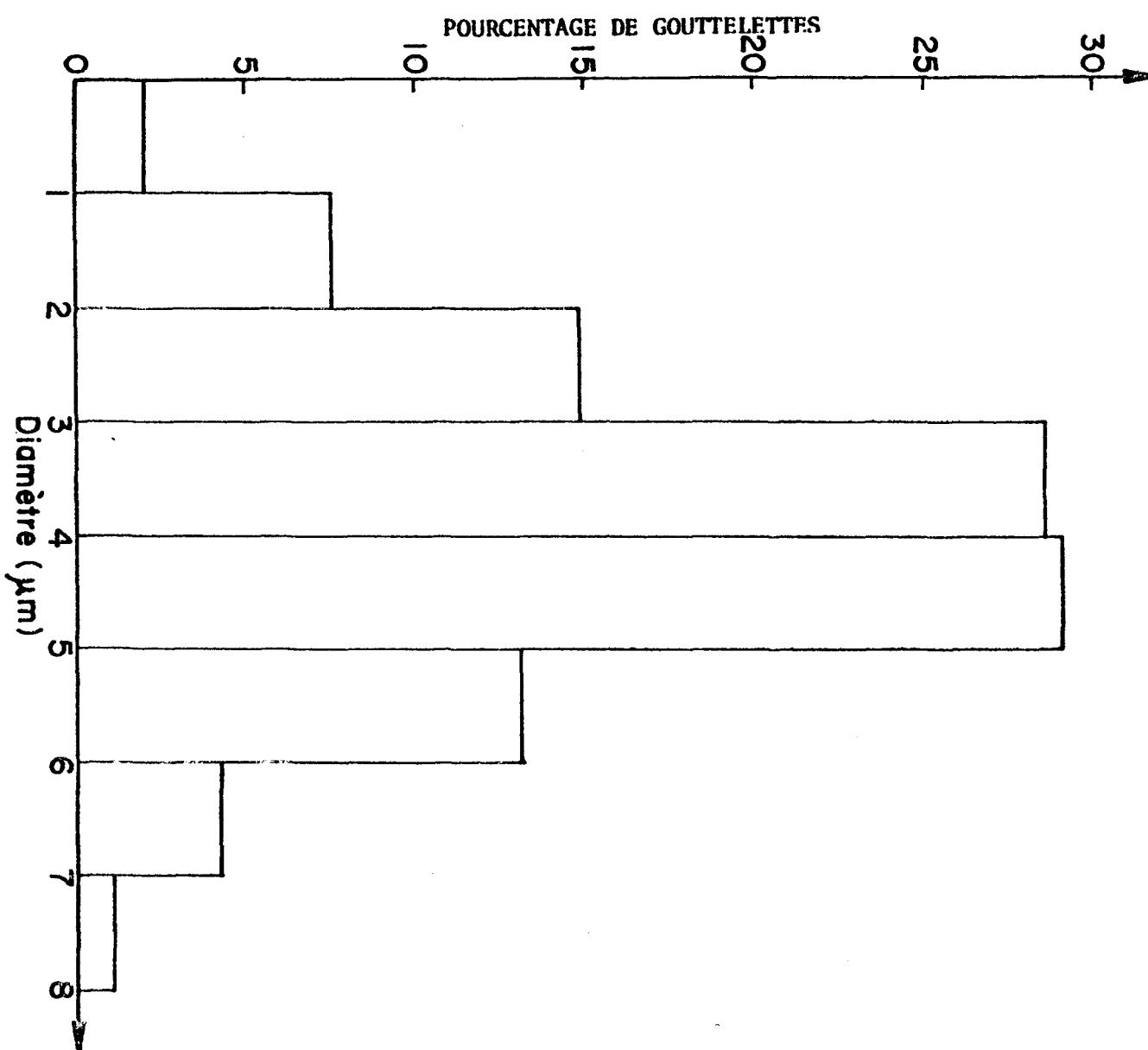


Figure 5.3 - Spectre dimensionnel du brouillard.

5.3 PRODUCTION DE GOUTTELETTES CHARGEES:

5.3.1 Champ électrique ionisé dans un système fil-cylindre coaxiaux:

Si l'on considère la couronne d'un fil cylindrique tendu dans l'axe d'un cylindre comme un phénomène constant dans le temps et dans l'espace, il est alors possible de déterminer la variation du champ dans la couronne.

Si b est le rayon de l'électrode extérieure (cylindre) et a le rayon du fil ionisant, on sait que le champ électrostatique est donné par la formule classique:

$$E_1 = \frac{V}{r} \frac{1}{\log b/a}$$

où V est le potentiel du fil (l'électrode extérieure étant mise à terre).

Le champ électrostatique sur le fil est:

$$E_{la} = \frac{V}{a \log b/a}$$

Au seuil d'ionisation,

$$E_{la} = E_o = \frac{V_o}{a \log b/a} \quad (5.1)$$

V_o est appelé potentiel seuil d'ionisation.

La valeur de E_0 peut être déterminé empiriquement. Peek (White, 1963) a proposé une relation pratique suivante:

$$E_0 = 30\delta + 9\sqrt{\delta/a} \frac{KV}{cm} \quad (5.2)$$

où $\delta = \frac{T_0}{T} \times \frac{P}{P_0}$ où T_0 , P_0 sont respectivement température absolue et pression atmosphérique à la condition normale ($T_0 \approx 293^0K$, $P_0 = 760$ mm Hg), tandis que T et P sont la température et la pression dans la condition où δ est calculé.

Exemple numérique:

$$a = 0.032 \text{ cm}$$

$$b = 7.5 \text{ cm}$$

$$T = T_0 = 293^0K$$

$$P = P_0 = 760 \text{ mm Hg}$$

De l'équation (5.2) on a $E_0 = 80 \text{ KV/cm}$ et de l'équation (5.1), on a $V_0 = 9.8 \text{ KV}$.

Pour calculer le champ ionisé E entre le fil et le cylindre, nous pouvons utiliser la formule (White, 1963):

$$E = \sqrt{(2i/\mu) + (E_0 r_0/r)^2} \quad (5.3)$$

où i : est le courant de couronne par unité de longueur de fil (e.s.u./cm).

μ : mobilité des ions.

r_0 : rayon de la colonne lumineuse de couronne autour du fil ($r_0 < 2a$).

r : distance radiale à partir du fil.

A une distance de quelques centimètres du fil le rapport r_0/r est pratiquement nul et le champ est pratiquement constant:

$$E = \sqrt{2i/\mu}$$

Pour un courant de couronne moyen, l'expression approchée de i est donnée par:

$$i = \frac{2\mu}{b} \left[(V-V_0)^2 + \frac{V_0(V-V_0)}{\log b/a} \right] \quad (5.4)$$

Et le champ sera:

$$E = \sqrt{\frac{4}{b^2} \left[(V-V_0)^2 + \frac{V_0(V-V_0)}{\log b/a} \right]} \quad (5.5)$$

Le tableau (5.1) montre la valeur de E en fonction de la tension appliquée (d'après les équations (5.1), (5.2) et (5.5)).

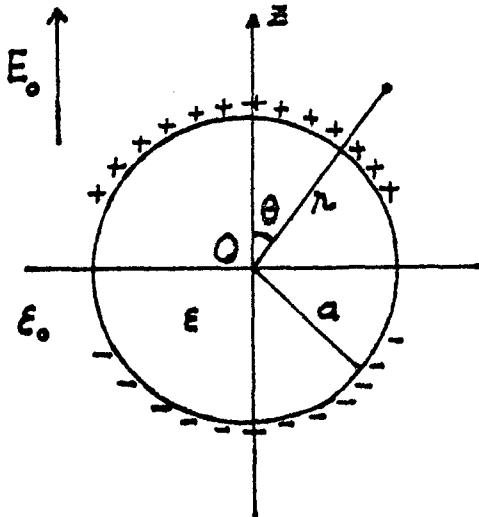
TABLEAU 5.1

V (KV)	E (KV/cm)
10	0.17
11	0.51
13	1.07
15	1.62
17	2.14

5.3.2 Charge des particules diélectriques sphériques dans un champ ionisé:

5.3.2.1 Champ électrique autour d'une sphère diélectrique isolée placée dans un champ uniforme E_0 :

Considérons une sphère de rayon a , de constante diélectrique ϵ placée dans un champ électrique uniforme E_0 orienté suivant OZ .



Sous l'action du champ électrique, des charges induites de signes opposés se créent sur les deux calottes de la sphère. Le potentiel ϕ à l'intérieur comme à l'extérieur de la sphère est une superposition de deux potentiels, celui dû au champ original E_0 et celui dû aux charges induites.

Figure 5.4

Potentiel dû au champ E_0 :

$$\phi_0 = - E_0 r \cos \theta = - E_0 r P_1 (\cos \theta) \quad (5.6)$$

Potentiel dû aux charges induites:

$$\phi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} A_m r^m P_m (\cos \theta) \quad \text{pour } r \leq a \quad (5.7)$$

ou

$$\phi_2 = \sum_{m=0}^{\infty} B_m r^{-(m+1)} P_m (\cos \theta) \quad \text{pour } r \geq a \quad (5.8)$$

$P_1(\cos \theta)$ et $P_m(\cos \theta)$ sont des polynômes de Legendre de première espèce.

C'est un problème bien connu de l'électrostatique dont les solutions sont:

pour $r \leq a$:

$$\phi = -E_0 r \cos \theta + \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} E_0 r \cos \theta \quad (5.9)$$

pour $r \geq a$:

$$\phi = -E_0 r \cos \theta + \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \frac{a^3}{r^2} E_0 \cos \theta \quad (5.10)$$

Le champ électrique en coordonnées sphériques sera:

$$\vec{E} = -\text{grad } \phi = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \vec{a}_r - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \vec{a}_\theta$$

d'où:

pour $r \leq a$:

$$\vec{E}_1 = \left(\frac{3\epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} E_0 \cos \theta \right) \vec{a}_r - \left(\frac{3\epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} E_0 \sin \theta \right) \vec{a}_\theta \quad (5.11)$$

pour $r \geq a$:

$$\begin{aligned} \vec{E}_2 &= \left(1 + 2 \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \frac{a^3}{r^3} \right) E_0 \cos \theta \vec{a}_r \\ &+ \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \frac{a^3}{r^3} - 1 \right) E_0 \sin \theta \vec{a}_\theta \end{aligned} \quad (5.12)$$

5.3.2.2 Charge des sphères diélectriques dans un champ ionisé:

Immédiatement au voisinage (à l'extérieur) de la sphère, la composante radiale du champ électrique est, d'après l'équation (5.12):

$$E_1 = \frac{3\epsilon}{\epsilon + 2\epsilon_0} E_0 \cos \theta$$

ou bien

$$E_1 = \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r + 2} E_0 \cos \theta \quad (5.13)$$

avec $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$: constante diélectrique relative de la sphère.

Si la sphère possède une charge q (par la capture des ions) à l'instant t , cette charge produit aussi un champ électrique. Au voisinage de la sphère ce champ est:

$$E_2 = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{a^2} \quad (5.14)$$

Le champ électrique total est donc:

$$E = E_1 + E_2$$

Le flux total rentrant dans la sphère peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \psi(t) &= \int_0^{\theta_0} E \, ds \\ &= \int_0^{\theta_0} \left(\frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r + 2} E_0 \cos \theta - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{a^2} \right) 2\pi a^2 \sin \theta \, d\theta \end{aligned}$$

où θ_0 : angle limitant la région de réception des ions, région où les lignes de flux pénètrent dans la sphère.

A cette limite $E = 0$, d'où:

$$\cos \theta_0 = \frac{\epsilon_r + 2}{3\epsilon_r} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 E_0 a^2}$$

Après l'intégration on obtient:

$$\psi(t) = \pi a^2 E_0 \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r + 2} \left[1 - \frac{\epsilon_r + 2}{3\epsilon_r} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 E_0 a^2} \right]^2 \quad (5.15)$$

A la saturation, aucune ligne de flux n'atteindra la sphère, i.e. $\psi(t) = 0$.

La charge de saturation (ou maximum) que possèdera la sphère sera donc:

$$q = q_s = \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r + 2} \frac{4\pi\epsilon_0 E_0 a^2}{q} \quad (5.16)$$

On peut exprimer $\psi(t)$ en terme de q_s comme suit:

$$\psi(t) = \frac{q_s}{4\epsilon_0} \left[1 - \frac{q}{q_s} \right]^2 \quad (5.17)$$

On peut aussi calculer le temps de charge de la façon suivante:

Soit j la densité du courant:

$$j = \frac{i}{S(t)}$$

où $S(t) = \frac{\psi(t)}{E_0}$: section droite limitant le faisceau de flux arrivant à la sphère.

On peut encore écrire j sous forme:

$$j = n \mu e E_0$$

n : concentration des ions

μ : mobilité des ions

e : charge élémentaire

L'expression du courant i devient:

$$i = n \mu e \psi(t)$$

$$= n \mu e \frac{q_s}{4\epsilon_0} \left[1 - \frac{q}{q_s} \right]^2$$

$$i = \frac{dq}{dt} = n \mu e \frac{q_s}{4\epsilon_0} \left[1 - \frac{q}{q_s} \right]^2$$

ou

$$\frac{d(q/q_s)}{dt} = \frac{n \mu e}{4\epsilon_0} \left[1 - \frac{q}{q_s} \right]^2$$

Après l'intégration on a:

$$\frac{1}{1 - q/q_s} = \frac{n \mu e t}{4\epsilon_0} + 1$$

ou bien

$$\frac{q}{q_s} = \frac{t}{t + \tau} \quad (5.18)$$

avec

$$\tau = \frac{4\epsilon_0}{n \mu e}$$

On peut voir que si $t = \tau$ on aura $q = q_s/2$, τ est donc le temps de demi-charge. Pour une concentration ionique environ 10^8 cm^{-3} , τ est de l'ordre de 10^{-3} sec. Les gouttelettes se chargent donc très rapidement dans un champ ionisé.

Le tableau 5.2 montre la valeur maximale de la charge (d'après l'équation 5.16) atteinte par une gouttelette d'eau ($\epsilon_r = 80$) de $4 \mu\text{m}$ de diamètre lorsqu'elle est introduite dans notre système de décharge de couronne fil-cylindre.

TABLEAU 5.2

Voltage appliqué (en KV)	Champ ionisé (KV/cm)	q_s (en nombre de charges élémentaires)
10	0.17	150
11	0.51	420
13	1.07	890
15	1.62	1340
17	2.14	1800

5.3.3 Mesure de la charge portée par les gouttelettes:

Il paraît intéressant, en s'inspirant de la technique de Phillips et Kinzer (1958) de mesurer individuellement la charge portée par chaque gouttelette, ce qui nous permet de vérifier la loi de charge pour les petites gouttelettes. Le montage technique est composé d'une

paire de petites électrodes montées verticalement et séparées de 1 cm. Le champ électrique E appliqué entre ces deux électrodes a une polarité qui devrait changer périodiquement à la fréquence voulue grâce à un système oscillateur-relais. Sous l'action de la gravité et de la force électrique telle qu'appliquée les gouttelettes chargées effectuent des mouvements en forme de zigzag (figure 5.5) dont le déplacement L est proportionnel à la charge.

En effet, on a:

i) Force électrique:

$$F_e = q E \quad (5.19)$$

ii) Force de résistance de l'air (donnée par la loi de Stokes pour petites particules sphériques):

$$F_s = 6\pi\eta a V_x = 6\pi\eta a \frac{dx}{dt} \quad (5.20)$$

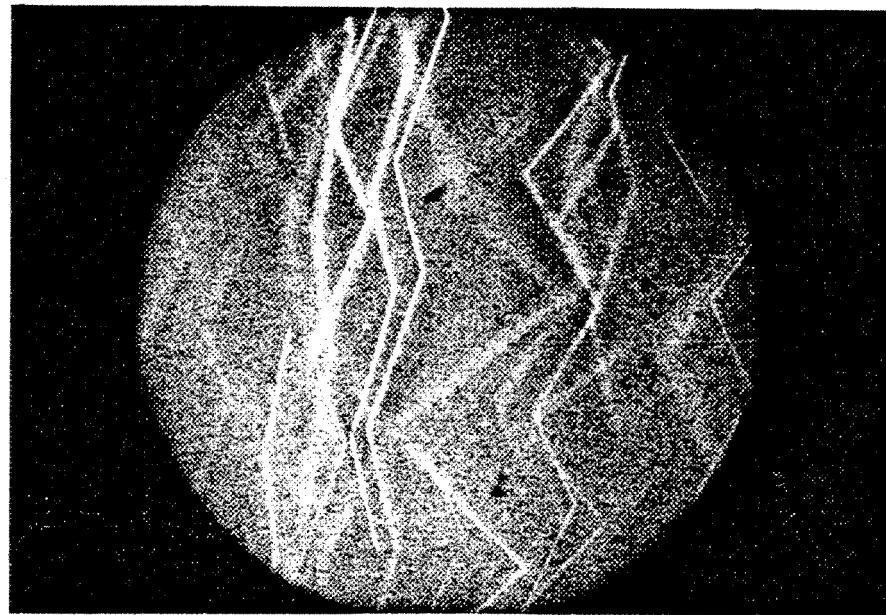
a et V_x sont respectivement le rayon et la vitesse de la gouttelette et η est le coefficient de viscosité de l'air.

Le mouvement horizontal de la gouttelette obéit à l'équation différentielle suivante:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = q E - 6\pi\eta a \frac{dx}{dt}$$

ou

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + 6\pi\eta a \frac{dx}{dt} - q E = 0 \quad (5.21)$$



200 μm

Figure 5.5 - Trajectoires des gouttelettes chargées tombant en chute libre dans un champ électrique uniforme, horizontal dont la polarité change périodiquement.

En pratique le problème est plus simple puisque la gouttelette atteint rapidement l'équilibre (i.e. vitesse = constante). Le mouvement horizontal de la particule est considérée uniforme avec une vitesse:

$$v_x = \frac{L}{t}$$

L'équation (5.21) deviendrait:

$$qE = 6\pi\eta a V_x = 6\pi\eta a \frac{L}{t} \quad (5.22)$$

d'où:

$$q = \frac{6\pi\eta a L}{t E} \quad (5.23)$$

Le tableau 5.3 établit la comparaison entre la valeur théorique (calculée d'après la loi de charge) et la valeur semi-expérimentale calculée d'après l'équation (5.23) de la charge portée par une gouttelette de $4 \mu\text{m}$ de diamètre.

TABLEAU 5.3

Tension appliquée (KV)	Charge de la gouttelette, q_s (en nombre de charges élémentaires)	
	Valeur théorique	Valeur semi-expérimentale
10	150	160
11	420	430
13	890	860
15	1340	1280
17	1800	1710

Les valeurs théoriques et les valeurs semi-expérimentales sont donc très compatibles. Pour des gouttelettes plus grandes ou plus petites, cet accord est aussi valable (tableau 5.4):

TABLEAU 5.4

V(KV)	d(μm)	q_{th} (c.e.)	$q_{\text{exp.}}$ (c.e.)
13	2	220	225
13	6	2000	1940

5.4 CONDUITE DE L'EXPERIENCE:

Des gouttelettes produites par le pulvérisateur sont introduites dans la chambre à nuage dont l'humidité initiale est portée à au moins 95%. Le temps de remplissage est fixé à 4 minutes. Après avoir disconnecté la source d'aérosols, on laisse tomber les gouttelettes dans la chambre d'observation et c'est là que leurs trajectoires seront observées et photographiées. Comme la densité du brouillard diminue assez rapidement (surtout quand les gouttelettes sont chargées), on prend seulement 5 photos (dans un temps d'environ 30 secondes). Cette précaution nous a permis d'obtenir des photos qui contiennent à peu près le même nombre de traces de gouttelettes. Pour prendre d'autres photos nous devons recommencer l'expérience depuis le début.

A chaque valeur du champ ou de la charge des gouttelettes, un total de 100 photos ont été prises. Les négatifs sont soumis par la

suite à un minutieux examen sous un microscope. Cet examen nous a conduit à déterminer la fréquence de coalescence et aussi le coefficient de collision et de coalescence. En effet on peut calculer le coefficient de collision en mesurant les rayons des deux gouttelettes impliquant dans la collision et la distance de séparation "y" entre leurs trajectoires ($\epsilon = y^2/(a_1 + a_2)^2$). Le coefficient de collision déterminé par cette méthode peut être plus petit que la valeur réelle puisque la définition de ce coefficient exige que "y" soit la distance de séparation "critique" entre les trajectoires de deux gouttelettes (i.e. pour des distances de séparation supérieures à "y" il est impossible d'avoir de collision entre deux particules). Le résultat serait toutefois amélioré grâce à un grand nombre de mesure.

Le film servi pour la fin de photographie dans cette expérience est de type très sensible vu le faible degré de luminosité des fines particules. Nous avons utilisé des films Kodak 2485; des films Kodak 2475 donnent aussi de bons résultats.

5.5 INFLUENCE DE L'ELECTRICITE SUR LA COLLISION ET LA COALESCENCE DES GOUTTELETTES A TEMPERATURE POSITIVE:

5.5.1 Collision et coalescence des gouttelettes neutres dans un champ électrique:

5.5.1.1 Coefficient de coalescence:

Sur 125 collisions observées, seulement deux cas de collision élastique sont enregistrés (à 200 V/cm et à 400 V/cm). Ces deux cas

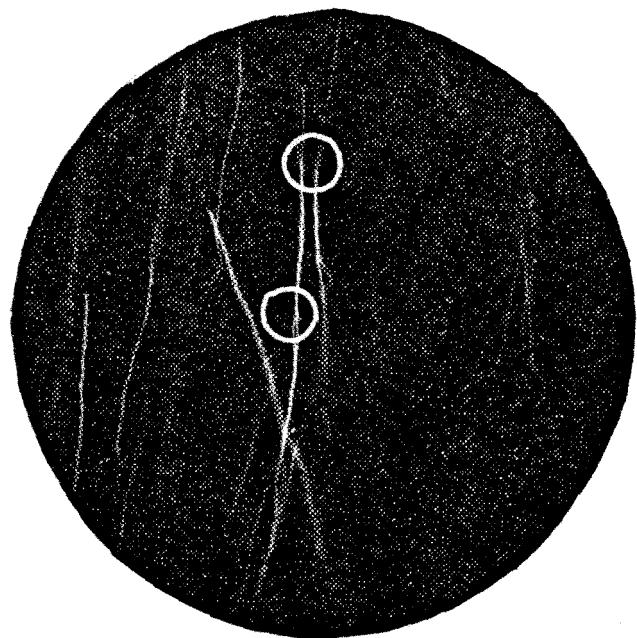


Figure 5.6 - Collision élastique entre deux gouttelettes neutres ($E = 200 \text{ V/cm}$).

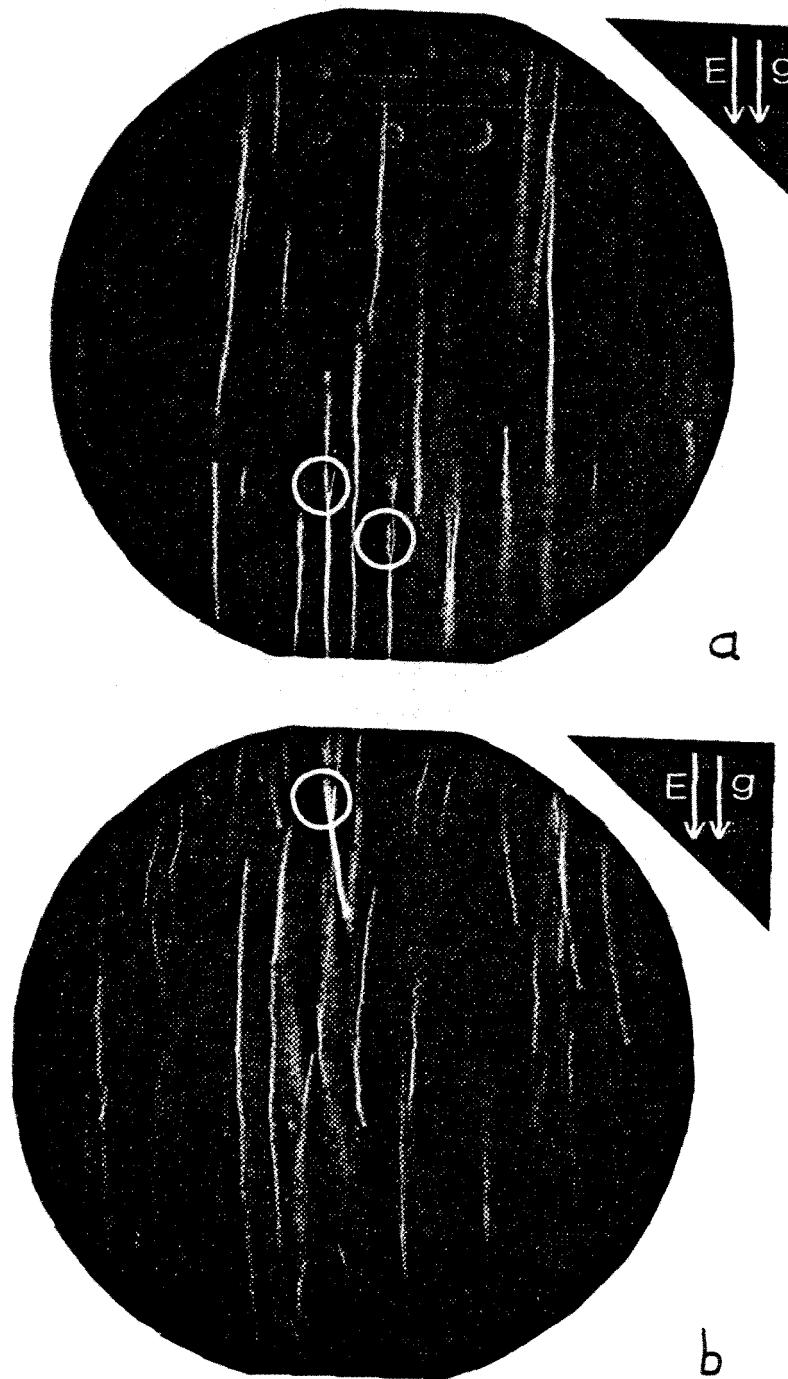


Figure 5.7 - Collision inélastique(coalescence) entre gouttelettes neutres dans un champ électrique.

Cas a : Collisions entre gouttelettes ayant des trajectoires parallèles: $E = 200 \text{ V/cm}$; $d_1 = 6\mu\text{m}$, $d_2 = 2\mu\text{m}$ (gauche) et $d_1 = 5\mu\text{m}$, $d_2 = 2\mu\text{m}$ (droite).

Cas b : Collision entre gouttelettes ayant des trajectoires non parallèles : $E = 400 \text{ V/cm}$; $d_1 = 4\mu\text{m}$, $d_2 = 4\mu\text{m}$.

isolés devraient être négligés (2/125) et nous pouvons conclure que le coefficient de coalescence entre gouttelettes dans un champ électrique devrait être unitaire.

5.5.1.2 Fréquence de coalescence:

La figure 5.8 montre le nombre de coalescence (par cents négatifs) en fonction du champ électrique (vertical et négatif). Si nous définissons la fréquence de coalescence comme le nombre de coalescence par unité de volume du brouillard par seconde, cette fréquence peut être calculée directement à partir du nombre de coalescence par 100 clichés sachant que:

$$\begin{aligned} \text{Temps d'exposition} &= 1/3 \text{ sec} \\ \text{Volume photographique} &= 2.36 \times 10^{-2} \text{ mm}^3 \\ \text{Concentration moyenne des gouttelettes dans le brouillard} &= 2.12 \times 10^6 \text{ particules/cm}^3 \end{aligned}$$

Cette fréquence de coalescence est représentée au tableau 5.5 comme une fonction du champ électrique.

TABLEAU 5.5

E(V/cm)	0	100	200	300	400	500	600
Fréquence de coalescence ($\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$)	0	3800	5100	7600	8900	12700	19200

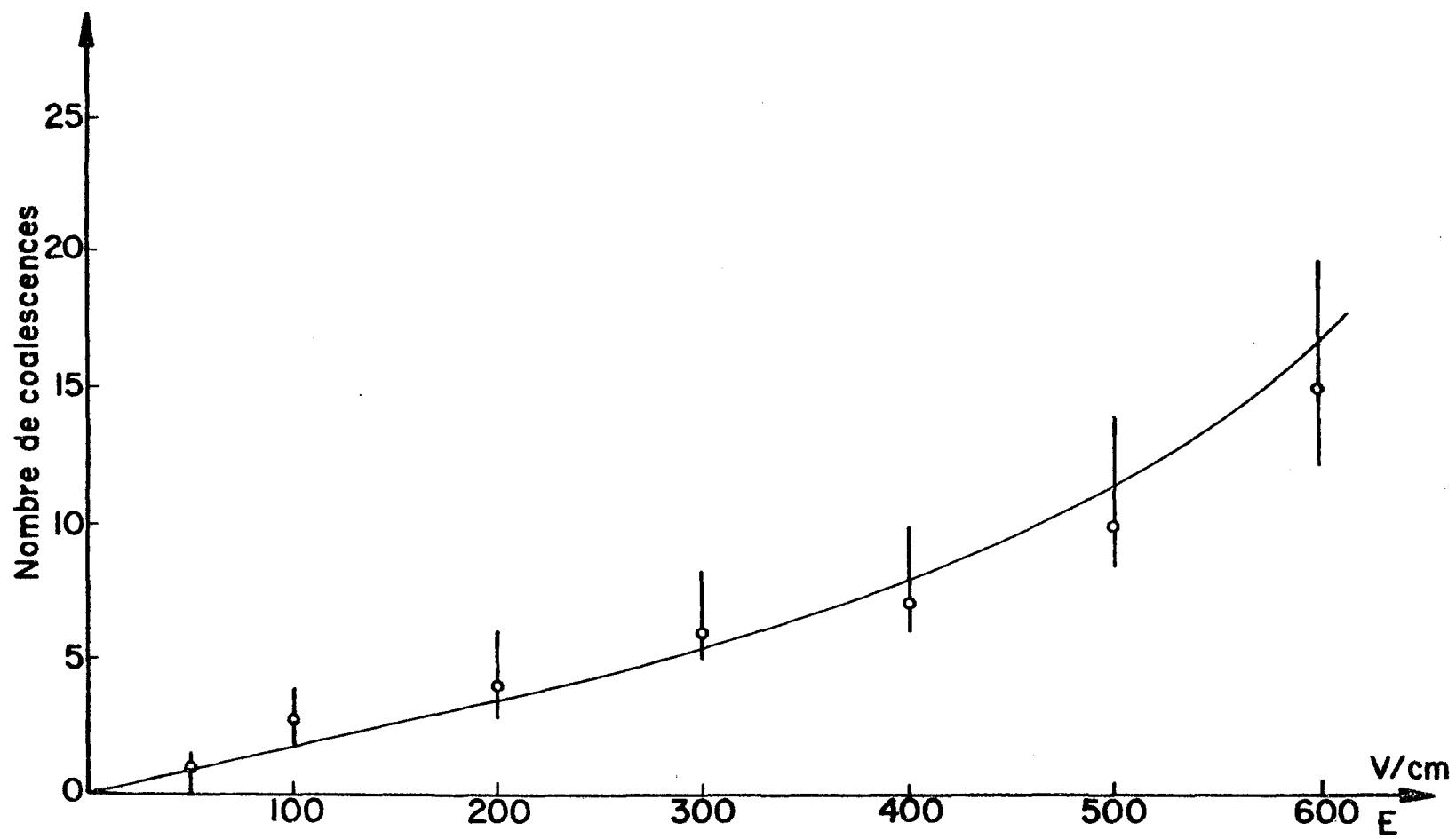


Figure 5.8 - Nombre de coalescences (par 100 clichés) en fonction du champ électrique.

Remarquons que le nombre de collisions entre deux populations de gouttelettes de rayon et de concentration a_1 , n_1 et a_2 , n_2 respectivement ($a_1 > a_2$) pendant l'intervalle dt est:

$$d\omega = \epsilon \pi a_1^2 (v_1 - v_2) n_1 n_2 dt \quad (5.24)$$

où $(v_1 - v_2)$ est la vitesse relative entre gouttelettes et ϵ coefficient de collision.

La fréquence de coalescence sera:

$$\frac{d\omega_c}{dt} = K \frac{d\omega}{dt} = K \epsilon \pi a_1^2 (v_1 - v_2) n_1 n_2 \quad (5.25)$$

où K est le coefficient de coalescence.

Cette fréquence de coalescence est donc proportionnelle au coefficient de captation $K\epsilon$.

5.5.1.3 Coefficient de collision:

Au paragraphe 4.2.2.2 nous avons défini le coefficient de collision de la collision entre deux gouttelettes de rayon a_1 et a_2 par la relation:

$$\epsilon = y^2 / (a_1 + a_2)^2$$

La valeur de ϵ peut être déterminée expérimentalement en mesurant y et les rayons a_1 , a_2 sur les négatifs. Le tableau 5.6 montre l'ordre de grandeur du coefficient de collision de quelques paires de gouttelettes.

TABLEAU 5.6

$E(V/cm)$	$d_1(\mu m)$	$d_2(\mu m)$	$\epsilon = y^2/a_2^2$	$\epsilon = y^2/(a_1+a_2)^2$
100	7.5	7.5	9	2.25
200	7.5	7.5	16	4.00
200	5.0	5.0	18	4.50
300	3.5	5.0	18	6.22
400	5.0	7.5	25	9.00

5.5.1.4 Discussion:

La collision élastique est presque inexisteante dans nos observations. Seulement deux cas sur 125 collisions au total les gouttelettes se séparent après être entrées en collision. Le coefficient de coalescence est donc unitaire. Ceci nous suggère que le champ électrique a favorisé la coalescence des petites gouttelettes.

La fréquence de coalescence s'accroît lentement avec la valeur du champ électrique de 0 à 400 V/cm. Au delà de 400 V/cm cette fréquence augmente rapidement. Ce résultat est en accord avec ceux obtenus par Phan Cong et Jordan (1969) qui ont travaillé sur un brouillard de gouttelettes de même spectre dimensionnel.

En ce qui concerne le coefficient de collision, nos résultats indiquent que le champ électrique a fait augmenter ce coefficient et par conséquent le taux de collision entre gouttelettes. Et comme le coefficient de coalescence est unitaire, une augmentation du taux de

collision entraînerait une augmentation de la fréquence de coalescence.

De plus, à la même valeur du champ électrique, le coefficient de collision est plus grand pour des paires de petites gouttelettes par rapport aux gouttes plus grosses.

En résumé, nous pouvons voir que les valeurs du coefficient de collision obtenues dans cette expérience (et ainsi les propriétés du champ électrique sur la collision et la coalescence des gouttelettes) correspondent bien avec des prédictions théoriques faites par Krasnogorskaja (1965) et Sartor (1967) (voir tableau 5.7).

TABLEAU 5.7

Auteur	d_1 (μm)	d_2 (μm)	E (V/cm)	Coefficient de collision
Plumlee et Semonin (1964)	10 24	60 60	400 400	0.08 0.45
Krasnogorskaja (1965)	30	50	600	0.931
	16	20	500	1
	16	20	1200	4.599
Sartor (1967)	16	16	0	0.08
	16	16	3300	100
	12	16	3300	17
Présent travail	5	5	200	18
	3.5	5	300	18
	5	7.5	400	25

5.5.2 Collision et coalescence des gouttelettes chargées dans un champ nul:

5.5.2.1 Coefficient de coalescence:

Les observations sur une soixantaine de collisions ne montrent aucun cas de collision élastique, ce qui veut dire que le coefficient de coalescence est total quelque soit la valeur de la charge des gouttelettes.

5.5.2.2 Fréquence de coalescence:

La figure 5.9 montre l'influence de la charge sur le nombre de coalescences comptés sur 100 clichés (contenant environ 5000 trajectoires) pour des gouttelettes chargées de signes opposés (la charge est calculée pour une gouttelette de dimension moyenne $d = 4 \mu\text{m}$). On peut y voir que le nombre de coalescences augmente avec la valeur absolue de la charge portée par les gouttelettes, et que cette augmentation est plus rapide pour des charges plus grandes que 900 c.e. (environ 10^{-16}C). Pour des charges plus faibles, les coalescences sont dues surtout à la turbulence, qui est plus difficile à éliminer avec les particules chargées qu'avec les particules neutres.

Connaissant le volume photographié ($2.36 \times 10^{-2} \text{ mm}^3$) et le temps d'exposition (1 seconde) on peut déduire de la figure 5.9 le nombre de coalescences par cm^3 et par seconde (i.e. la fréquence de coalescence). Le tableau 5.8 donne quelques valeurs de la fréquence de coalescence en fonction de la valeur absolue de la charge moyenne

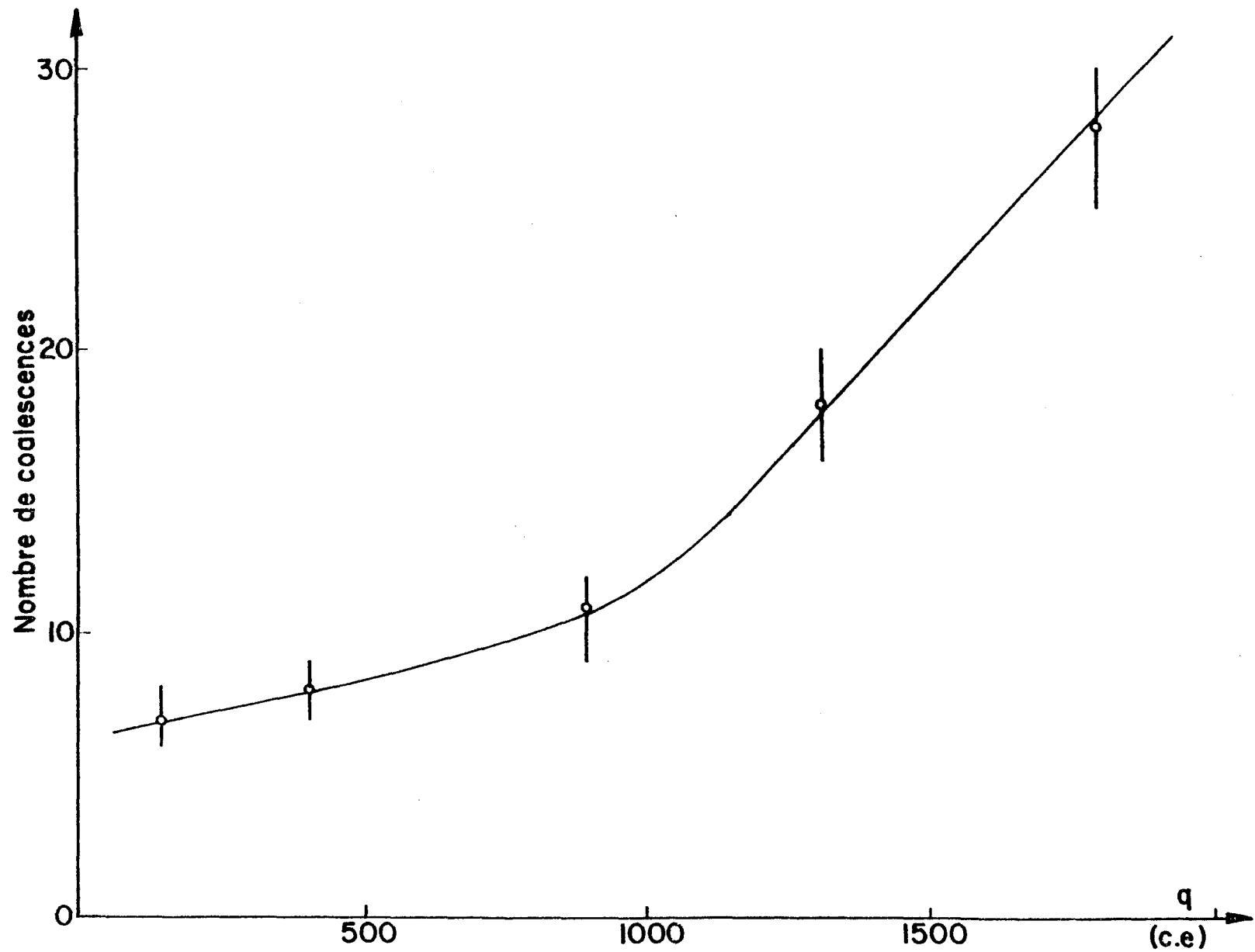


Figure 5.9 - Variation du nombre de coalescences comptées sur 100 clichées en fonction de la charge moyenne des gouttelettes.

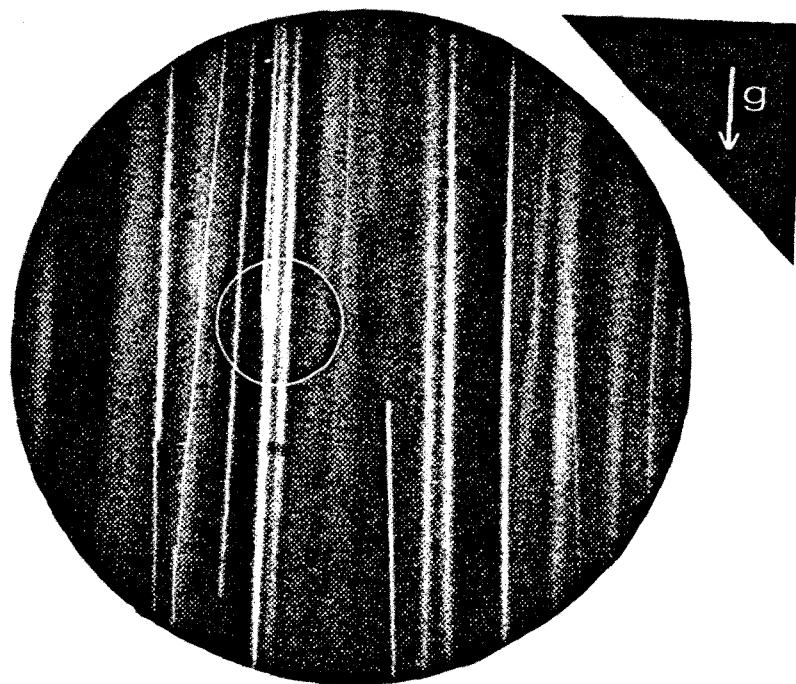


Figure 5.10 - Coalescence entre deux gouttelettes chargées dans un champ nul.

(charge portée par une gouttelette de dimension moyenne, $d = 4 \mu\text{m}$) pour une concentration du brouillard de l'ordre de 1.27×10^6 gouttelettes par cm^3 .

TABLEAU 5.8

$q(\text{c.e.})$	150	420	890	1340	1800
Fréquence de coalescence ($\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$)	3000	3400	4700	7600	11400

5.5.2.3 Coefficient de collision:

i) Cas des gouttelettes portant des charges de même signe:

En aucun cas on observe de collisions lorsque les gouttelettes portent des charges de mêmes signes entre 400 et 860 c.e.

ii) Cas des gouttelettes portant des charges de signes opposés:

L'ordre de grandeur du coefficient de collision de quelques paires de gouttelettes de même dimension est présenté au tableau 5.9.

TABLEAU 5.9

$d_1 = d_2 (\mu\text{m})$	$q(\text{c.e.})$	$\epsilon = y^2/a_2^2$	$\epsilon = y^2/(a_1 + a_2)^2$
5.5	800	6	1.5
4.5	1100	14	3.5
6.0	4000	21	5.25
2.5	700	42	10.5

5.5.2.4 Discussion:

Comme dans le cas de collisions dans un champ électrique, le coefficient de coalescence avec des gouttelettes chargées est aussi unitaire. La force coulombienne a donc donné un effet bénéfique à la coalescence des gouttelettes de nuage.

Dans le cas des gouttelettes portant des charges de signes contraires le coefficient de collision augmente avec la valeur absolue de la charge. D'autre part, la fréquence de coalescence est trouvée proportionnelle aussi à la valeur absolue des charges. Ceci veut dire que la fréquence de coalescence devient proportionnelle au coefficient de collision. Ce résultat confirme les études théoriques de Semonin et Plumlee (1966).

De plus, nos coefficients de collision ont un ordre de grandeur assez élevé. Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues théoriquement par Sartor (1967).

5.6 CAS DES GOUTTELETTES SURFONDUES:

L'effet du champ électrique sur la collision et coalescence des gouttelettes est vérifié aussi pour le cas où les gouttelettes sont à l'état de surfusion.

Nous avons porté le brouillard à une température un peu plus bas que le point de congélation grâce à une grande chambre froide où l'expérience se déroule. La température du brouillard est maintenue

entre -6°C et -8°C . La vérification est faite dans les trois cas différents:

- gouttelettes neutres dans un champ nul,
- gouttelettes neutres dans un champ électrique $E = 100 \text{ V/cm}$,
- gouttelettes neutres dans un champ électrique $E = 400 \text{ V/cm}$.

Sur 100 négatifs examinés dans chaque cas, nous avons trouvé trois collisions (et coalescences) dans le premier cas ($q = 0$, $E = 0$); un total de 6 collisions (et coalescences) a été constaté à $E = 100 \text{ V/cm}$ et 11 cas de collisions et coalescences ont été enregistrés à $E = 400 \text{ V/cm}$.

Ces nombres de collisions sont donc légèrement plus élevés par rapport à ceux obtenus avec des gouttelettes à température positive. Pourtant cette différence se trouve encore dans les limites d'erreur de nos mesures. (En effet, à cause des cas douteux de collisions, nous avons dû tenir compte d'une marge d'erreur variant entre 10% et 20%). On constate cependant que les nombres de collisions obtenus dans le cas des gouttelettes surfondues sont "systématiquement" plus élevés à toutes les valeurs du champ. Ceci laisse à penser que l'influence du champ électrique n'est peut être pas la même dans les deux cas. Quoi qu'il en soit, la différence n'est quand même pas assez importante et nous pouvons conclure que la surfusion des gouttelettes n'a pas d'influence notable sur la collision et la coalescence des petites gouttelettes.

CHAPITRE VI

INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR L'AGREGATION DES CRYSTALS DE GLACE

6.1 AGREGATION DES CRYSTALS DE GLACE:

6.1.1 Généralités:

Même si la sublimation de la vapeur d'eau est responsable de la formation d'un nuage de glace, elle n'est pas efficace pour donner aux cristaux une dimension suffisante pour précipiter. De larges structures ne peuvent être produites que par le processus de collision. Les flocons de neige simples sont formés uniquement par l'agrégation des cristaux de glace. Une concentration élevée en cristaux conduit à une agrégation prononcée de flocons de neige. On a observé des flocons contenant jusqu'à quelques centaines de cristaux individuels. Des agrégats de cristaux de glace constituent le plus commun type de chute de neige de la région Nord-Est des Etats-Unis (Jiusto, 1971).

L'étude de l'agrégation des cristaux de glace pose des problèmes de deux types: problèmes aérodynamiques associés à la collision et problèmes physiques concernant l'adhésion des cristaux entre eux. Nous allons examiner en détails ces deux types de problèmes dans les prochains paragraphes.

6.1.2 Adhésion entre cristaux de glace:

Lorsque deux particules de glace sont mises en contact, leur adhésion dépendrait de la structure des surfaces de contact. L'adhésion entre les sphères de glace, même à des températures beaucoup plus basses que le point de congélation, est attribuée à une couche de transition liquide-solide sur la surface de la glace: aux points de contact cette couche de transition se congèle et fixe les deux morceaux de glace ensemble. L'hypothèse de l'existence de cette couche liquide-solide est effectivement suggérée par Faraday en 1850 mais il faut attendre jusqu'à un siècle plus tard pour que cette idée soit développée sérieusement par des hommes de sciences. Et malgré quelques controverses, l'existence de la couche de transition est confirmée par plusieurs chercheurs comme Weyl (1951), Nakaya et Matsumoto (1954), Hosler, Jensen et Goldshlak (1957), Fletcher (1962), Jellinek (1961, 1962, 1967) et quelques autres.

D'après Weyl, il existe une couche de transition de quelques centaines d'Angstroms à la surface de la glace. Cette couche, possède les propriétés d'une surface de l'eau et a une structure qui change continuellement à travers l'épaisseur du film jusqu'à ce que la structure cristalline soit atteinte. Un tel film est en équilibre avec la vapeur d'eau d'une part et avec la glace d'autre part. Cette couche de transition n'est donc ni de l'eau liquide, ni de la glace ordinaire et elle existe non seulement à une température près du point de congélation, mais aussi à des températures considérablement plus basses.

Considérons un échantillon de glace à une température absolue T.

L'énergie libre de ce système est donnée par:

$$G = H - TS$$

où G, H, S sont respectivement l'énergie libre, l'enthalpie et l'entropie du système.

D'après Fletcher la glace possédant une couche de transition à sa surface devrait avoir une énergie libre G plus faible que celle de la glace avec une surface ordinaire et n'ayant pas de perturbation à la couche superficielle. En effet, dans le premier cas, à cause de la perturbation dans la couche de transition, l'état d'équilibre du système est obtenu seulement quand l'énergie libre G est minimum. Fletcher a supposé que les molécules d'eau sur la première couche superficielle de la glace devront s'orienter de manière à ce que tous les atomes d'oxygène soient pointés vers l'extérieur et tous les atomes d'hydrogène soient orientés vers l'intérieur. Cette polarisation créerait une perturbation du réseau cristalin et il y aurait par conséquent un réarrangement dans les couches voisines jusqu'à ce qu'une éventuelle structure de glace soit formée. Une telle perturbation entraînerait une diminution de l'enthalpie et une augmentation de l'entropie du système et comme conséquence l'énergie libre serait diminuée.

Cette variation de l'énergie libre peut être évaluée quantitativement par l'expression suivante:

$$\Delta G \approx S_F \Delta T d + \frac{kT}{2\gamma} (\alpha_0 - \frac{1}{2})^2 [1 - \exp(-2\gamma d)] \\ + \delta \gamma (\alpha_0 - \frac{1}{2})^2 - (\alpha_0 - \frac{1}{2}) [h_1 - h_2 \exp(-\gamma d)] \quad (6.1)$$

où S_F représente l'entropie de fusion; cette quantité est reliée à l'énergie libre de fusion pour l'eau surfondue par la relation:

$$\Delta G_F = \Delta S_F \Delta T$$

d : épaisseur de la couche de transition,

k : constante de Boltzmann,

α_0 : coefficient indiquant le degré d'orientation des molécules d'eau ($\alpha_0 = 1$ pour une orientation complète, $\alpha_0 = \frac{1}{2}$ pour les autres situations)

γ : une constante arbitraire,

δ : facteur relié à la fraction du temps pendant lequel chaque molécule demeure dans l'état orienté,

h_1 et h_2 : sont respectivement le changement dans l'enthalpie par molécule à l'interface eau/air et le changement de l'enthalpie pour chaque coupure de liaison d'hydrogène.

De plus, Fletcher a démontré que l'épaisseur de la couche de transition dépend uniquement de la température suivant la relation:

$$d(\text{cm}) \approx 2.8 \times 10^{-7} \left(\log \frac{40}{\Delta t} - 0.4 \right) \quad (6.2)$$

On peut voir d'après cette équation que l'épaisseur sera nulle à une température d'environ -27°C ($\Delta t = 27^{\circ}\text{C}$). Ceci signifie qu'en dessous de -27°C la couche de transition n'existe plus. Il est à noter que l'adhésion entre cristaux peut avoir lieu à des températures beaucoup plus basses (-50°C) mais cette anomalie est attribuée à l'influence de la force électrique agissant sur les cristaux (Saunders, 1968; MacCready, 1967).

6.1.3 Collision entre cristaux de glace:

Comme les cristaux de glace existent dans la nature sous plusieurs formes et que leur structure est très complexe, il est pratiquement impossible de résoudre le problème aérodynamique de la collision entre cristaux de façon générale. On trouve dans la littérature quelques rares études sur ce domaine; elles sont surtout qualitatives et très sommaires.

Jayaweera et Mason (1965, 1966) observaient la collision entre des cristaux de forme hexagonale (ou disque) et aussi des cristaux de forme cylindrique (colonne) tombant dans un liquide visqueux. Ces auteurs constataient que pour deux disques de même dimension ayant un nombre de Reynolds $Re > 1$ et tombant en position horizontale l'un directement après l'autre, l'effet de l'attraction due à la force aérodynamique commence à être important à des séparations d'environ 40 fois le diamètre des cristaux. Si les axes des disques sont légèrement séparés (de l'ordre d'un rayon du cristal) le disque en arrière attrapera l'autre et adhérera sur ce dernier sous un certain angle. Pour

des nombres de Reynolds $Re > 100$, l'angle entre deux disques serait de 30° et il peut atteindre 90° pour $Re \approx 5$.

Deux "colonnes" égales avec $0.1 < Re < 10$, initialement non parallèles et verticalement séparées par une distance plus grande que 50 diamètres des colonnes peuvent entrer en collision et s'il y a de l'adhésion ils formeront une macle en forme de T.

Hosler et Hallgren (1961) ont fait des mesures du coefficient de captation entre cristaux de glace par une méthode plus ou moins directe. Leurs expériences consistent à suspendre des sphères de glace de diamètres initiaux de 127 et $360 \mu\text{m}$ dans une soufflerie où circule un courant d'air contenant des cristaux de glace de diamètre compris entre 8 et $10 \mu\text{m}$. Ces auteurs ont trouvé un coefficient de captation variant entre 0.03 et 0.20. De plus ils ont remarqué que dans le cas des cristaux de forme hexagonale (disque) le coefficient de captation augmente avec la température dans l'intervalle de -26°C à -11°C . Lorsque les cristaux sont des prismes, le coefficient de captation diminue avec la température dans l'intervalle de -10°C et -6°C . Notons que le coefficient de captation mentionné ci-haut a la même définition que le coefficient d'agrégation qui sera défini au paragraphe 6.1.4.

6.1.4 Taux d'agrégation et coefficient d'agrégation des cristaux de glace:

Le taux d'agrégation d'un flocon de neige tombant à travers un ensemble de cristaux de glace individuels peut être exprimé en

fonction de la dimension du flocon, du coefficient d'agrégation, de la vitesse relative entre flocon et cristaux et aussi de la concentration des cristaux (Jiusto, 1971):

$$\frac{dn}{dt} = \pi r_f^2 C N_c (v_f - v_c) \quad (6.3)$$

r_f : rayon équivalent du flocon tel que défini par l'équation (6.4),

C : coefficient d'agrégation (similaire au coefficient de captation des gouttelettes). Ce coefficient est le produit du coefficient de collision et le coefficient d'adhésion (similaire au coefficient de coalescence des gouttelettes).

N_c : concentration des cristaux de glace dans le nuage,

v_f : vitesse de chute du flocon telle que définie par l'équation (6.5),

v_c : vitesse de chute des cristaux.

Notons que la dimension du flocon augmente au fur et à mesure qu'il traverse le nuage de cristaux de glace étant donné son agrégation avec ces derniers; la vitesse terminale du flocon, qui dépend de sa dimension, changera donc, elle aussi, en fonction du temps (Jiusto et Holroyd, 1970):

$$r_f = 0.25 n_c^{1/2} r \quad (6.4)$$

et $v_f = 150 r_f^{0.2}$ (6.5)

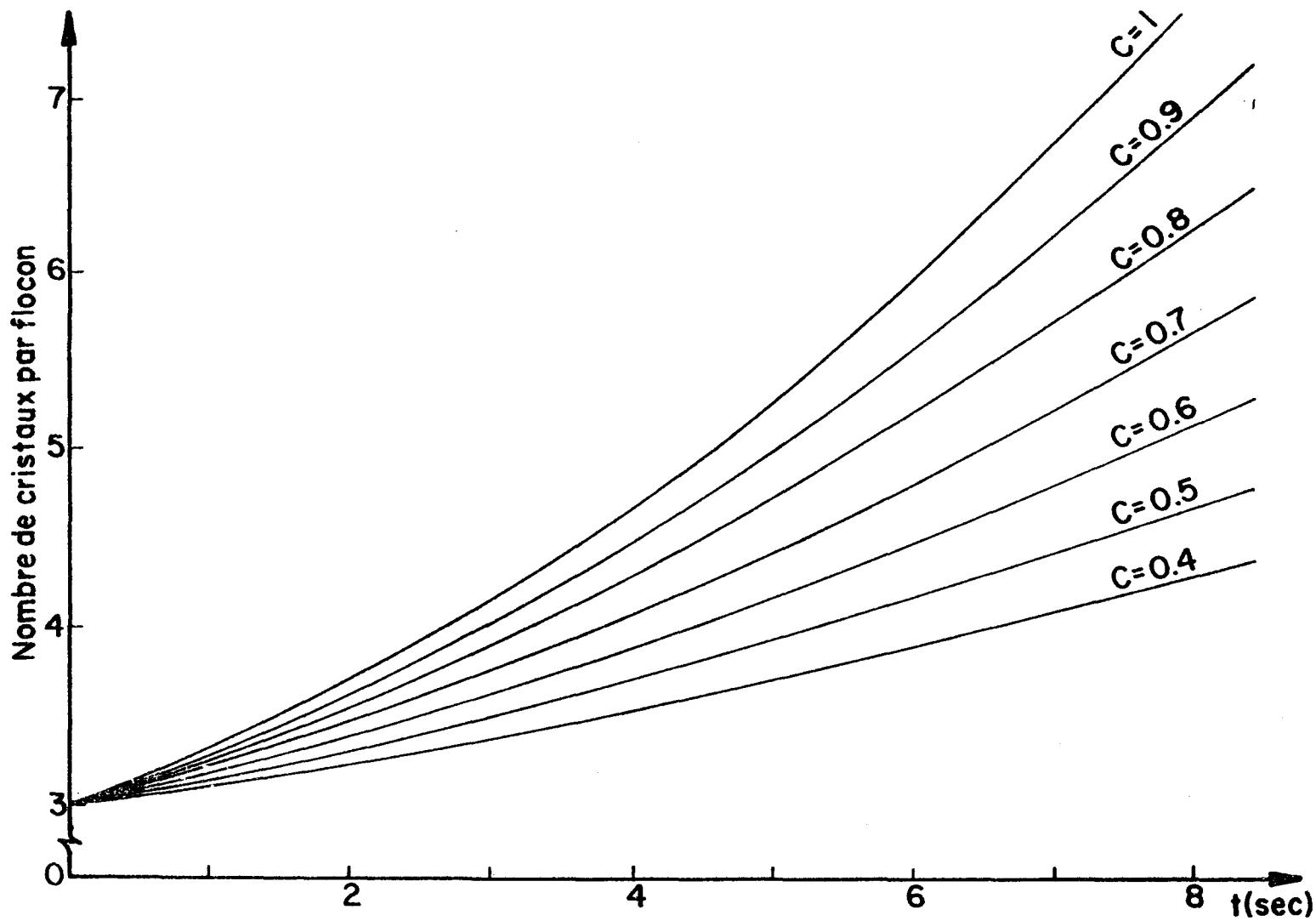


Figure 6.1 - Croissance d'un flocon composé initialement de 3 cristaux :
 avec $N_c = 4800 / \text{cm}^3$, $r = 16 \mu\text{m}$, $v_c = 2.3 \text{ cm/sec.}$

où n_c est le nombre de cristaux par flocon et r_c est le rayon des cristaux (supposés identiques).

La figure 6.1 montre un exemple de la croissance d'un flocon composé initialement de trois cristaux pour différentes valeurs du coefficient d'agrégation C. Les courbes sont construites à partir des équations (6.3), (6.4), (6.5) et avec $N_c = 4800/cm^3$, $r = 16 \mu m$, $V_c = 2.3 cm/s$.

6.2 INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR L'AGREGATION DES CRISTAUX DE GLACE:

6.2.1 Champ électrique dans un nuage de glace:

Comme nous avons discuté au chapitre II il existe plusieurs mécanismes de génération et de séparation de charge dans un nuage orageux. Parmi eux le mécanisme inductif est le plus important. En effet des calculs théoriques ont démontré que le champ électrique peut atteindre quelques milliers de volts par centimètre par suite de la génération et de la séparation de charge due à des collisions successives des particules de glace dans le nuage (Mason, 1976 Paluch et Sartor, 1973; Griffiths et Latham, 1975). D'autre part des mesures directes du champ électrique dans les nuages orageux donnent des valeurs aussi élevées que 3400 V/cm (Gunn, 1948).

Dans les études modernes de la physique des nuages, on admet généralement une valeur moyenne de 1000 V/cm pour le champ électrique au centre d'un nuage orageux et les cas d'intense activité électrique sont presque limités aux nuages de glace ou ceux qui passent par le stade de la glace (Stow, 1971).

6.2.2 Champ électrique et agrégation des cristaux de glace:

Comme dans le cas de collision entre gouttelettes, on peut s'attendre à une influence importante du champ électrique sur l'agrégation des cristaux de glace. En effet, des travaux de Latham, Sartor et Freisen (1965) ont montré qu'en général un champ électrique dans le nuage pourrait produire une force plus élevée entre deux cristaux de glace comparativement à celle entre deux gouttelettes de même masse. Ces auteurs ont suggéré qu'un champ électrique dépassant 100 V/cm pourrait provoquer une modification appréciable dans les coefficients de collision entre petits cristaux de glace et que l'effet des forces électriques serait plus prononcé lorsque la vitesse relative entre deux cristaux (qui doivent entrer en collision) est faible.

Les expériences de Hosler et Hallgren (1961) sur la captation des cristaux de glace par des sphères de glace ont révélé que les forces électriques devraient jouer un certain rôle dans l'adhésion des cristaux de glace (Latham, 1969).

Latham et Saunder (1964) et plus tard Saunder (1968) ont effectué une expérience mettant en évidence l'influence du champ électrique sur l'agrégation des cristaux de glace. Ces auteurs ont trouvé que le coefficient de captation augmente rapidement lorsque le champ électrique dépasse une valeur critique d'environ 500 V/cm. De plus, en présence d'un tel champ électrique, l'agrégation entre cristaux de glace peut se produire même à -50°C et normalement à une telle température l'agrégation n'est jamais observée.

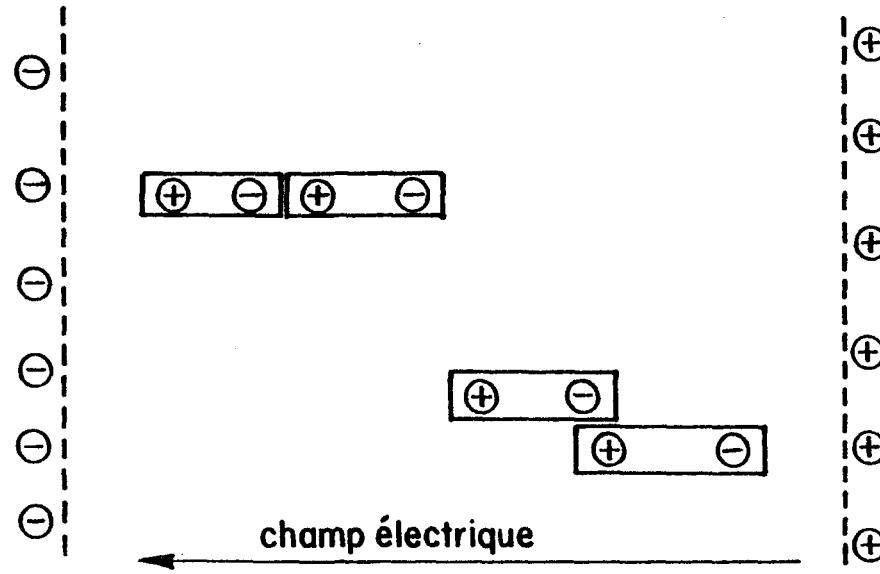


Figure 6.2 a - Adhésion des cristaux cylindriques dans un champ électrique.



Figure 6.2 b - Adhésion des cristaux de glace en absence du champ électrique.

Le champ électrique peut aussi modifier le mode d'adhésion entre cristaux de glace. Cheng (1967) rapportait qu'en présence d'un champ électrique les cristaux de forme cylindrique seront polarisés et s'il y a interaction entre eux, ils se joindront bout-à-bout suivant la longueur (figure 6.2a) et cela ne se produit pas en l'absence du champ électrique: les deux cristaux se joignent de préférence en forme de T (figure 6.2b).

6.3 MESURES DE LA FREQUENCE ET DU TAUX D'AGREGATION DES CRISTAUX DE GLACE DANS UN CHAMP ELECTRIQUE:

6.3.1 Expériences:

6.3.1.1 Dispositif expérimental (figure 6.3):

Le dispositif expérimental est constitué d'une cage isolée de dimension 40 x 40 x 150 cm (hauteur: 150 cm). La cage est séparée en deux compartiments: celui du haut est la chambre de nuage et celui du bas est l'endroit où se déroule l'expérience sur l'agrégation des cristaux de glace. Dans ce deuxième étage de la cage on peut trouver deux grillages en aluminium séparés de 20 cm. Ces grillages constituent un système d'électrodes planes parallèles. L'électrode supérieure est reliée à la masse, tandis que l'électrode inférieure est alimentée par un voltage négatif qui peut atteindre -50 kV. Ces voltages sont fournis par une source de haute tension en courant continu fabriquée par UNIVERSAL VOLTRONIC.

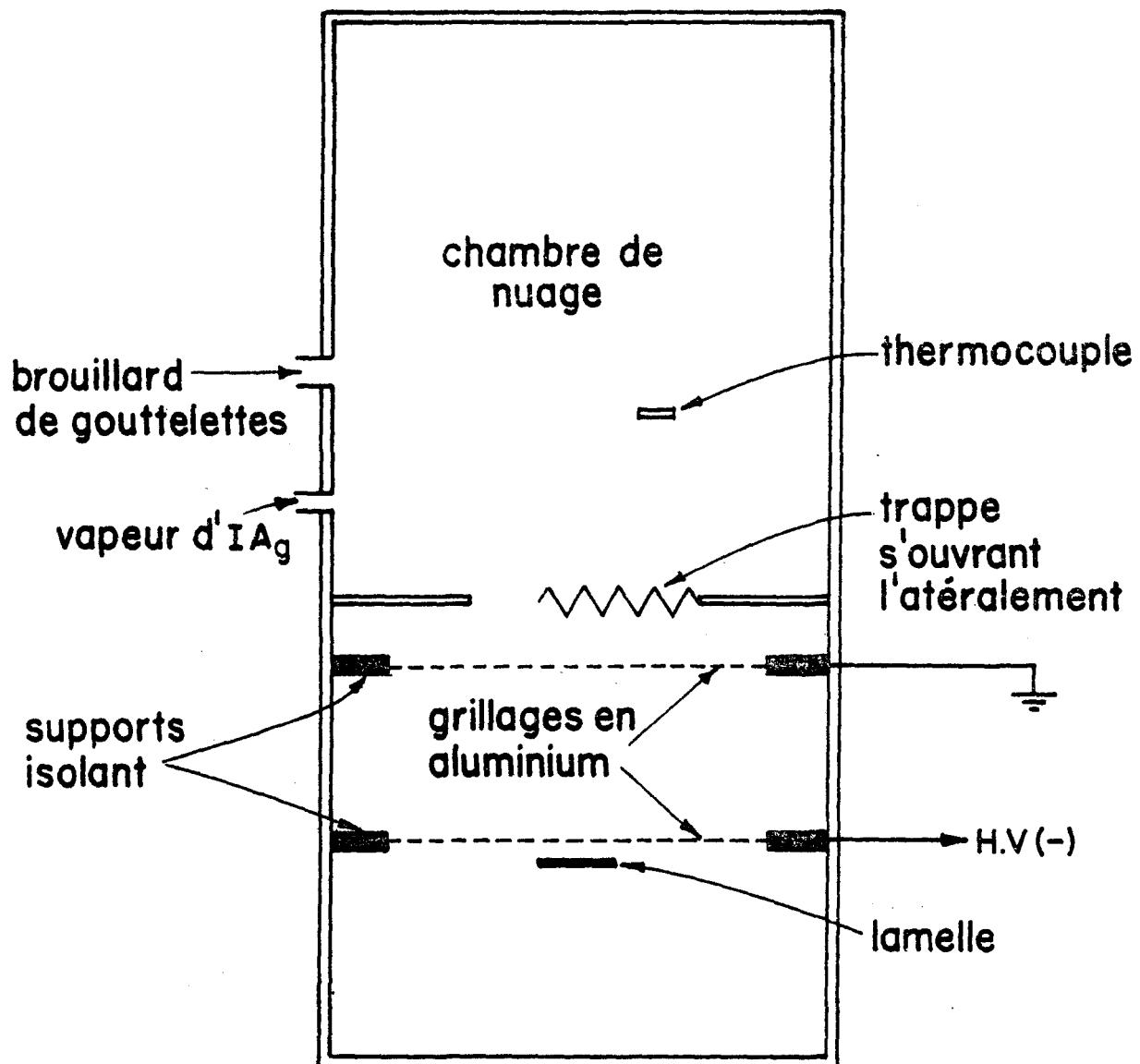
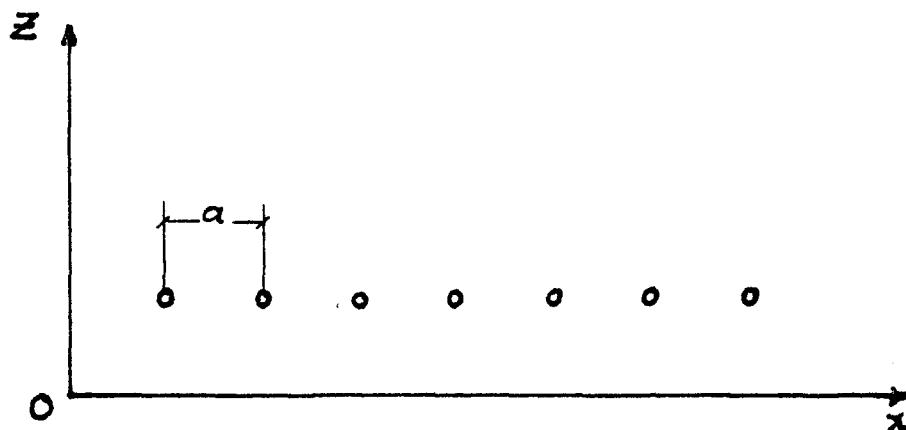


Figure 6.3 - Dispositif expérimental.

6.3.1.2 Champ électrique entre deux grilles chargées:

i) Champ électrique d'une nappe de fils:

Considérons une nappe de fils dans le plan xy (figure ci-dessous). Les fils sont séparés d'une distance a et sont branchés à une source de haute tension.



Le potentiel $\phi(x, z)$ en un point de coordonnées (x, z) peut être déterminé par l'équation de Laplace:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (6.6)$$

Une des solutions de cette équation sera de la forme:

$$\phi(x, z) = F_n(z) \cos \frac{2\pi n x}{a}$$

Remplaçons cette solution dans l'équation de Laplace, on aura:

$$-\frac{4\pi^2 n^2}{a^2} F_n(z) \cos \frac{2\pi n x}{a} + \frac{d^2 F_n}{dz^2} \cos \frac{2\pi n x}{a} = 0$$

Cette condition exige:

$$\frac{d^2 F_n}{dz^2} = \frac{4\pi^2 n^2}{a^2} F_n$$

d'où

$$F_n = A_n e^{-z/z_0}$$

avec

$$z_0 = \frac{a}{2\pi n}$$

Nous pouvons voir que même avec la première harmonique ($n = 1$), l'amplitude F_n décroîtrait d'un facteur $e^{-2\pi z/a}$ chaque fois que nous augmentons z d'une valeur a . Ceci veut dire que le terme "oscillant" de l'expression du potentiel ϕ s'annule rapidement en éloignant de la nappe de fils, autrement dit, le champ électrique serait pratiquement uniforme à une distance égale à quelques largeurs a .

ii) Champ électrique entre deux grilles:

La grille n'est qu'un ensemble de deux nappes de fils croisées; une électrode de ce genre est donc apte à la production des champs électriques uniformes. Feynman (1961) affirme que le champ produit entre deux grilles chargées est aussi uniforme que celui créé entre deux plaques parallèles chargées. À une distance de quelques largeurs a (a est la distance entre les fils), le champ électrique est uniforme et peut être calculé par:

$$E = \frac{\Delta V}{h}$$

ΔV : différence de potentiel entre les deux grilles,
h : distance entre les grilles.

6.3.1.3 Technique de moulage des cristaux de glace:

Pour examiner les cristaux de glace on peut les recueillir sur une lame de verre et les examiner directement sous le microscope. Mais cette méthode n'est évidemment pas commode puisqu'on devrait travailler dans le froid. Schaefer (1941, 1942) a développé une technique permettant de faire les cristaux de glace "permanents": on recueille les cristaux de glace sur une lame de verre recouverte d'un film de résine synthétique (Formvar 15-95) dilué dans du dichlore éthylène de 1 à 3%. Le cristal pénètre dans la pellicule, qui le recouvre complètement et lorsque le solvant s'évapore, il se trouve enrobé dans une carapace solide perméable à la vapeur d'eau. Finalement, il ne reste plus qu'un moulage complet que l'on peut examiner à la température de la pièce.

6.3.1.4 Déroulement de l'expérience:

Le dispositif expérimental est installé dans une grande chambre froide dont la température peut descendre jusqu'à -25°C. On commence par le remplissage de la chambre de nuage avec du brouillard produit par un pulvérisateur ultrasonique Devilbis, modèle 883. Le temps de remplissage est fixé à 4 minutes pour tous les essais. Deux minutes d'attente sont nécessaires pour que le brouillard devienne calme et aussi pour que les gouttelettes atteignent la température

ambiante. L'humidité dans la chambre de nuage est maintenue à environ 95%. On envoie ensuite de la vapeur d'iodure d'argent dans ce brouillard de gouttelettes en surfusion. Des cristaux de glace commencent à apparaître après seulement quelques secondes. Après deux autres minutes on ouvre la trappe séparant les deux compartiments de la cage pour laisser tomber les cristaux de glace dans le champ électrique entre les deux grilles.

Les cristaux de glace sont ensuite recueillis sur des lames de verre à leur sortie de la deuxième grille. Le temps de cusillette est fixé à 1 seconde.

6.3.2 Résultats:

a) Spectre caractéristique du brouillard de glace:

Dans la gamme de température où l'expérience se déroule (-12 → -14°C) on trouve surtout (95%) des cristaux de glace de forme d'un disque (plaquette hexagonale); les autres cristaux sont des colonnes ou prismes (figure 6.4).

Comme les plaquettes sont très majoritaires le spectre dimensionnel contient uniquement les cristaux de cette forme. On constate aussi que le brouillard de glace est constitué de cristaux de dimensions à peu près uniformes. Environ 80% des plaquettes ont un diamètre situé autour de 30 µm. On trouve aussi des petits cristaux de 15 µm ou des gros de 50 µm de diamètre, mais leurs nombres sont négligeables dans le spectre.

Lors de l'introduction dans le deuxième compartiment de la cage quelques cristaux ont déjà adhérés ensemble. Il est donc important de définir le spectre caractéristique du brouillard. Ce spectre indiquerait le pourcentage des cristaux simples et des cristaux multiples (petits flocons) de différentes dimensions (selon le nombre de cristaux individuels par flocon). C'est le spectre caractéristique qui nous renseignerait sur le taux de croissance des flocons et le nombre total de cristaux capturés en fonction du champ électrique. Le tableau 6.1 montre un tel spectre à différentes valeurs du champ électrique. Le résultat est compilé sur 20 échantillons (pour chaque valeur du champ) dont chacun contient en moyenne 91 cristaux individuels.

TABLEAU 6.1

Nombre de cristaux par flocon	Spectre initial	Nombre total de flocons par 20 échantillons								
		$E = 0$ (V/cm)	$E = 100$ (V/cm)	$E = 300$ (V/cm)	$E = 500$ (V/cm)	$E = 700$ (V/cm)	$E = 1000$ (V/cm)	$E = 1500$ (V/cm)	$E = 2000$ (V/cm)	
2	59	65	52	58	64	59	41	33	26	
3	52	50	58	55	26	19	20	17	22	
4	3	0	3	6	22	21	15	16	14	
5	0	0	0	0	2	14	16	14	12	
6					0	0	14	10	15	
7							2	12	10	
8							0	1	0	

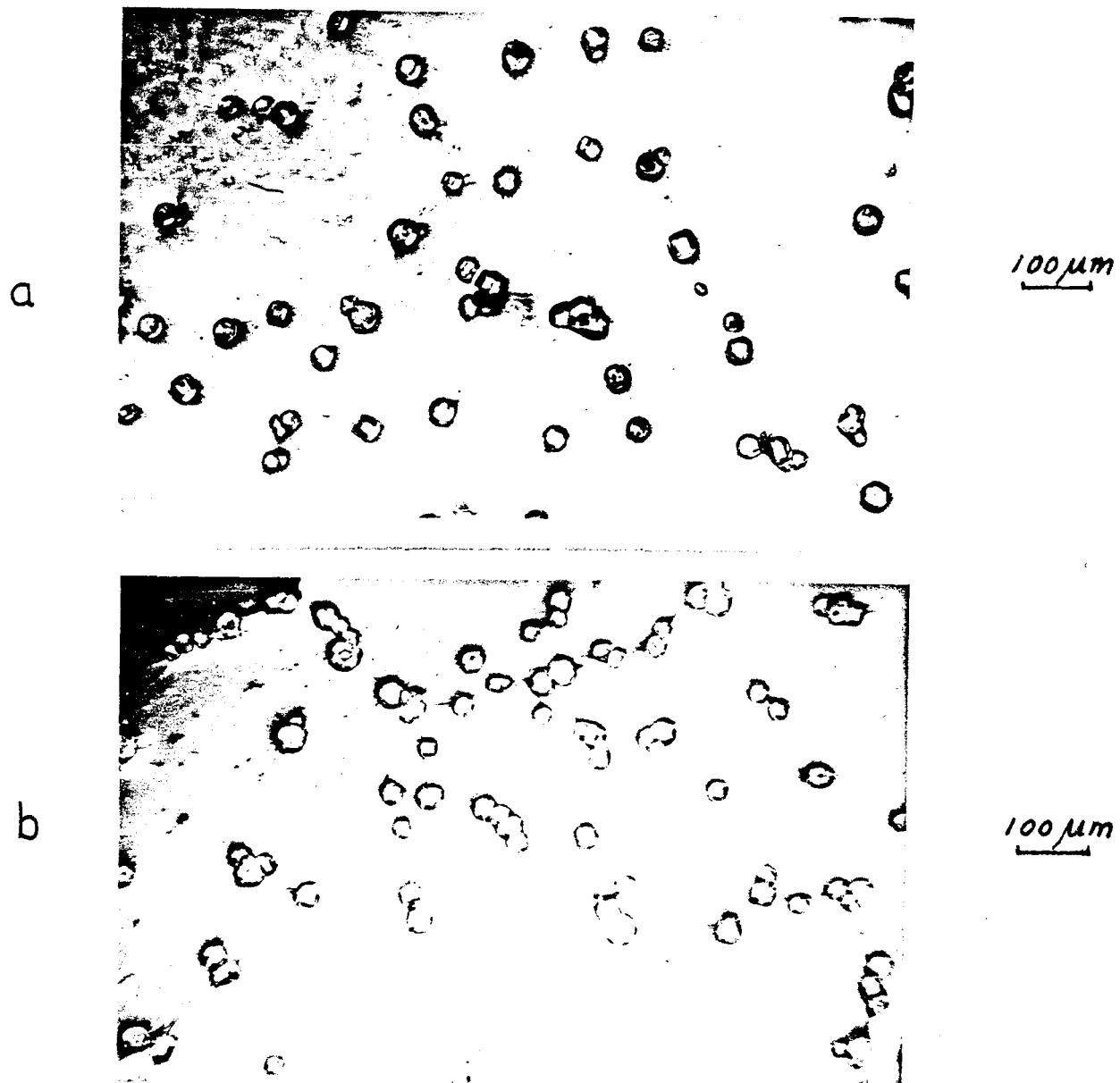


Figure 6.4 -Augmentation du nombre de cristaux par flocon en fonction du champ électrique.

a : Flocons dans le brouillard initial:les plus gros flocons sont composés de 3 cristaux.

b : Brouillard après 8 secondes de chute dans un champ électrique $E= 500 \text{ V/cm}$.

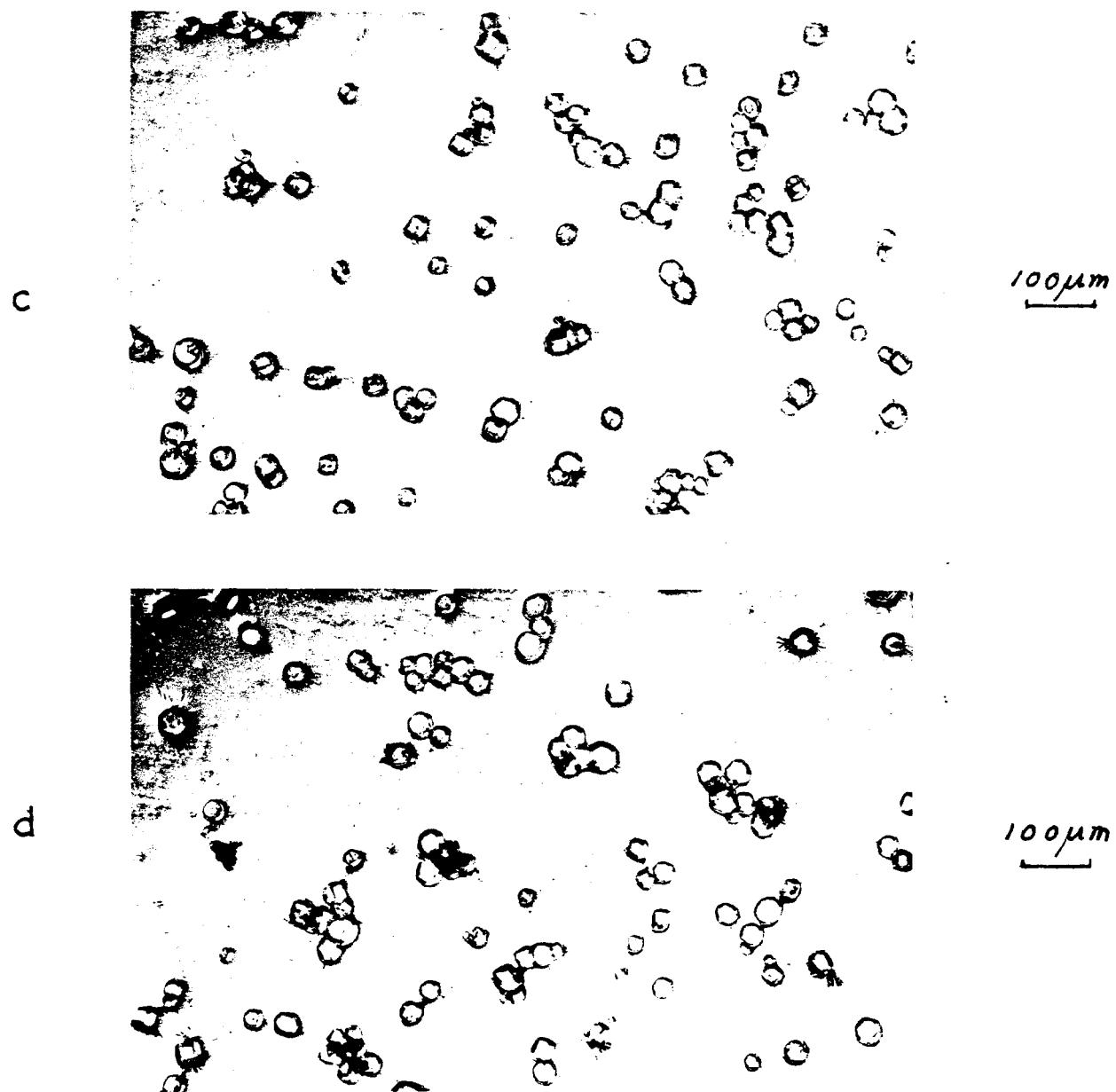


Figure 6.4 -Augmentation du nombre de cristaux par flocon en fonction du champ électrique.

c :Brouillard après 8 secondes chute dans un champ électrique $E = 1000 \text{ V/cm}$.

d :Brouillard après 8 secondes chute dans un champ électrique $E = 1500 \text{ V/cm}$.



Figure 6.5 - Agrégation des cristaux de glace dans un champ électrique ($E = 1000 \text{ V/cm}$).

b) Vitesse de chute des cristaux:

Connaissant la dimension des cristaux, la vitesse de chute de ces particules peut être calculée grâce à la formule de Heymsfield (équation 3.7):

$$V \text{ (cm/s)} = - 0.55 + 90.69 L \text{ (mm)}$$

$$- 23.44 L^2 \text{ (mm)} - 5.26 L^3 \text{ (mm)}$$

pour un disque de diamètre de $32 \mu\text{m}$ (valeur de L) on a:

$$V = 2.35 \text{ cm/sec}$$

Cette valeur est vérifiée expérimentalement par la méthode photographique. Cette méthode consiste à photographier la trajectoire des cristaux tombant en chute libre à vitesse terminale. Le temps d'exposition étant de $1/3$ sec, le déplacement moyen de l'image des cristaux sur le film est égal à 1.65 cm. Connaissant le grossissement du système optique ($G = 22.3$) nous pouvons déduire le déplacement réel des cristaux:

$$\begin{aligned} d_{\text{réel}} &= \frac{1.65}{22.3} \text{ cm} \\ &= 0.74 \text{ cm} \end{aligned}$$

d'où

$$V_{\text{moy}} = \frac{d \text{ (réel)}}{t} = \frac{0.74}{1/3} \text{ cm/sec}$$

$$V_{\text{moy}} = 2.23 \text{ cm/sec}$$

c) Concentration des cristaux simples:

En moyenne on dénombre un total de 77 cristaux simples sur une surface $S = 7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ (surface examinée sous le microscope).

Connaissant la vitesse de chute des cristaux (environ 2.3 cm/sec) et le temps d'exposition de la lamelle dans le flux des cristaux (1 sec) nous pouvons calculer la concentration spatiale des cristaux dans le brouillard:

$$N_c = \frac{77}{Svt}$$

$$= \frac{77}{7 \times 10^{-3} \times 2.3 \times 1}$$

$$N_c = 4800 \text{ cristaux/cm}^3$$

6.3.3 Interprétation des résultats:

6.3.3.1 Nombre de cristaux de glace capturés par des flocons (fréquence d'agrégation) en fonction du champ électrique:

Le spectre caractéristique du brouillard de glace peut nous renseigner sur le nombre de cristaux capturés sous l'influence du champ électrique. En effet, il s'agit de comparer le nombre total des cristaux regroupés en flocons du brouillard initial (recueilli tout juste en-dessous de la grille supérieure) avec celui du brouillard recueilli à sa sortie de la grille inférieure; la différence est donc due au nombre de cristaux qui ont été capturés par les flocons pendant le trajet à travers le champ électrique. Le résultat est présenté graphiquement

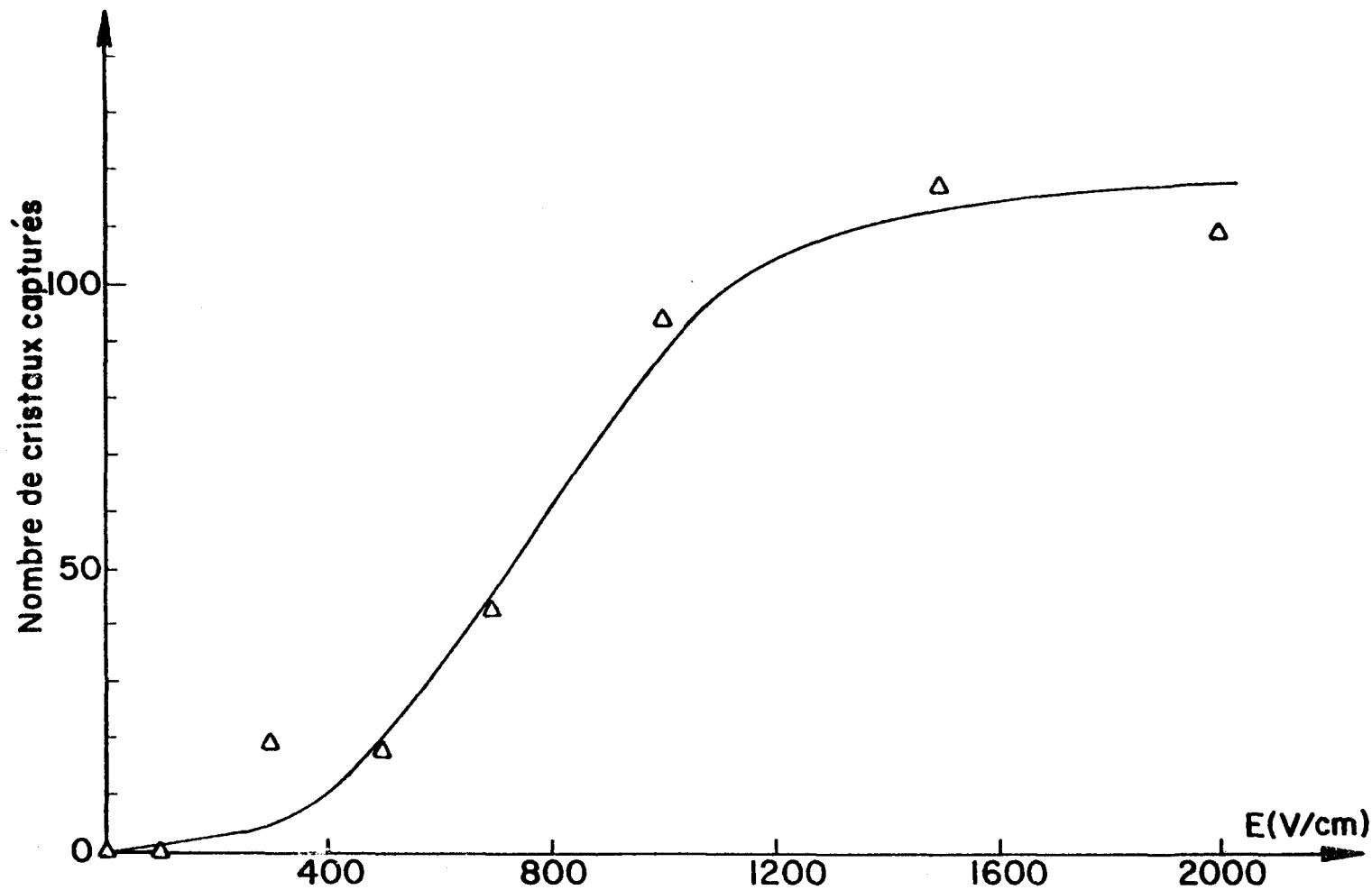


Figure 6.6 - Nombre de cristaux capturés par des flocons en fonction du champ électrique (mesures faites sur un ensemble de 1800 cristaux).

sur la figure 6.6. Notons que la captation des cristaux est effectuée pendant un temps de l'ordre de 8 secondes (c'est le temps nécessaire pris par un petit flocon pour traverser la distance de 20 cm séparant les deux électrodes). On peut remarquer d'après cette courbe que l'influence du champ électrique devient constante à partir de 1500 V/cm. Ceci est probablement dû au fait que le coefficient d'agrégation atteindrait déjà son maximum à partir de cette valeur du champ.

6.3.3.2 Taux d'agrégation en fonction du champ électrique:

Au paragraphe 6.1.4 nous avons discuté sur le taux d'agrégation d'un flocon tombant dans un nuage de glace. Ce taux est en effet dépendant du coefficient d'agrégation C. Pour mieux constater l'influence du champ électrique sur l'agrégation des cristaux nous avons établi la courbe de la figure 6.7. Cette courbe montre le nombre maximum de cristaux de glace atteints par les flocons après environ 8 secondes de chute dans le nuage de cristaux pour différentes valeurs du champ électrique appliqué. Cette courbe a été tracée à partir des données contenues dans le tableau 6.1 en admettant le critère suivant: une catégorie du flocon de dimension "n" (contenant n cristaux) est considérée absente si on n'a pas trouvé plus que 10 flocons de cette dimension sur 20 échantillons examinés (i.e. sur un ensemble de 1800 cristaux individuels). Ce critère représente la limite d'erreur de nos lectures. (La cause principale d'erreur est due à la difficulté de distinguer un "vrai" cristal multiple (i.e. flocon) avec une simple superposition des cristaux simples qui ont tombé l'un après l'autre au même endroit sur la lamelle.)

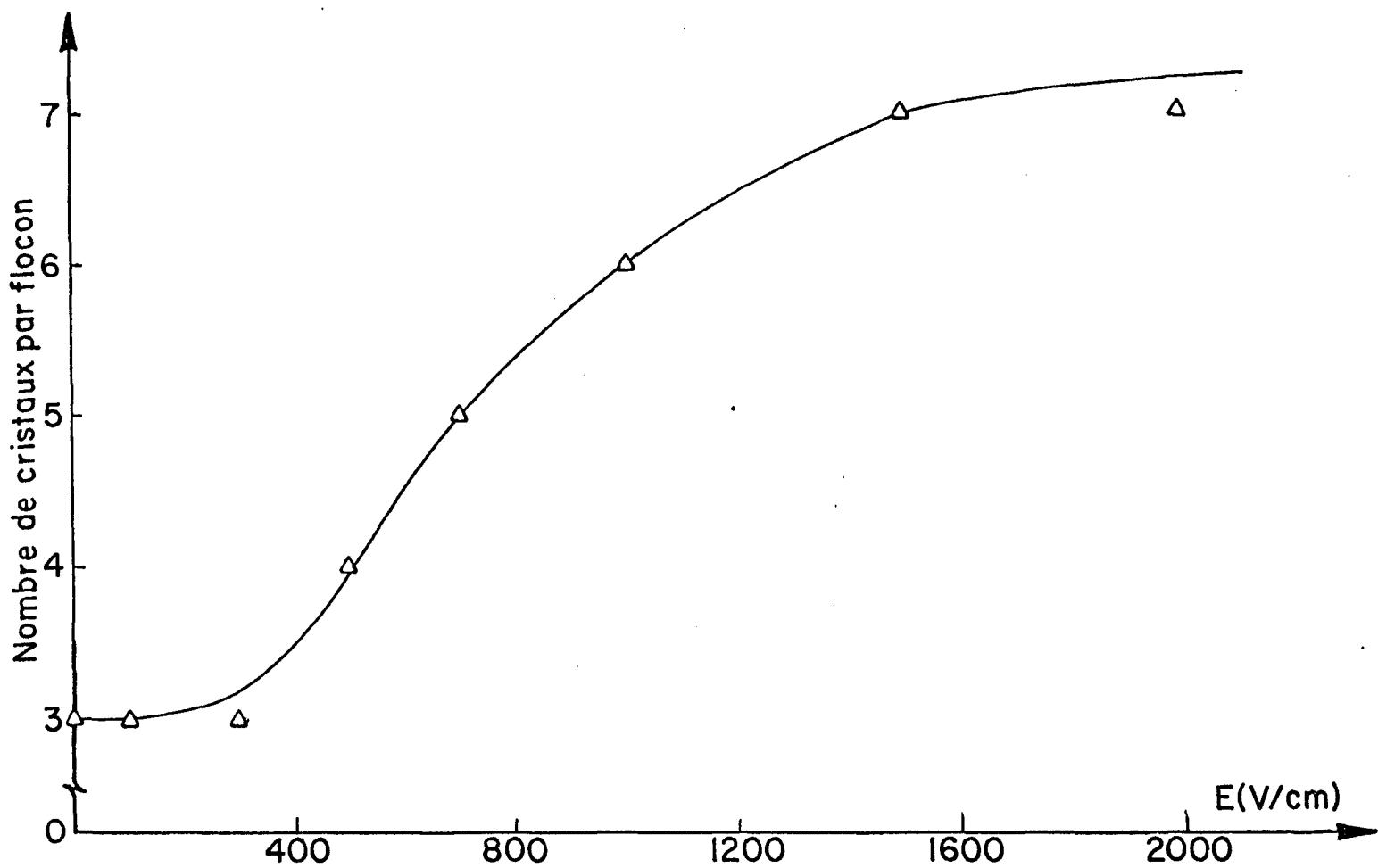


Figure 6.7 - Croissance des flocons (composés initialement de trois cristaux) dans un champ électrique.

D'autre part, il est important de savoir si les flocons qui ont atteint la dimension maximale dans chaque cas (i.e. à chaque valeur du champ) sont tous identiques initialement (i.e. composés de même nombre de cristaux). En effet, le spectre caractéristique du brouillard initial nous a révélé que sur 20 échantillons examinés, il existe 52 cristaux multiples composés de 3 cristaux individuels, 59 cristaux double et environ 1500 cristaux simples. D'autre part, le taux de collision entre un cristal donné avec d'autres cristaux est proportionnel à sa dimension, à la vitesse relative entre ce cristal et les autres, et aussi à la concentration de ces derniers (Sartor, 1967; Jiusto, 1971). C'est donc très évident que la croissance (par l'agrégation) des flocons est réalisée surtout par la capture des petits cristaux simples dont la vitesse est relativement lente et ayant une concentration élevée. (La probabilité de collision entre les cristaux multiples serait très petite puisque leur vitesse relative et surtout leur concentration dans le brouillard sont faibles.) De plus, le spectre caractéristique montre que la concentration des cristaux multiples est à peu près égale, la probabilité de collision serait donc plus élevée pour les gros flocons par rapport à ceux plus petits. Ceci nous amène à conclure que les flocons qui ont atteint la dimension finale maximale étaient parmi les plus gros existant initialement, i.e. les flocons composés de 3 cristaux simples.

La courbe de la figure 6.7 montre que dans un même intervalle de temps (environ 8 secondes) le nombre de cristaux capturés par un flocon composé initialement de 3 petits cristaux double si la valeur du champ passe de 700 V/cm à 1500 V/cm. Ceci peut être interprété par le fait que le taux d'agrégation a été doublé entre ces deux valeurs du champ.

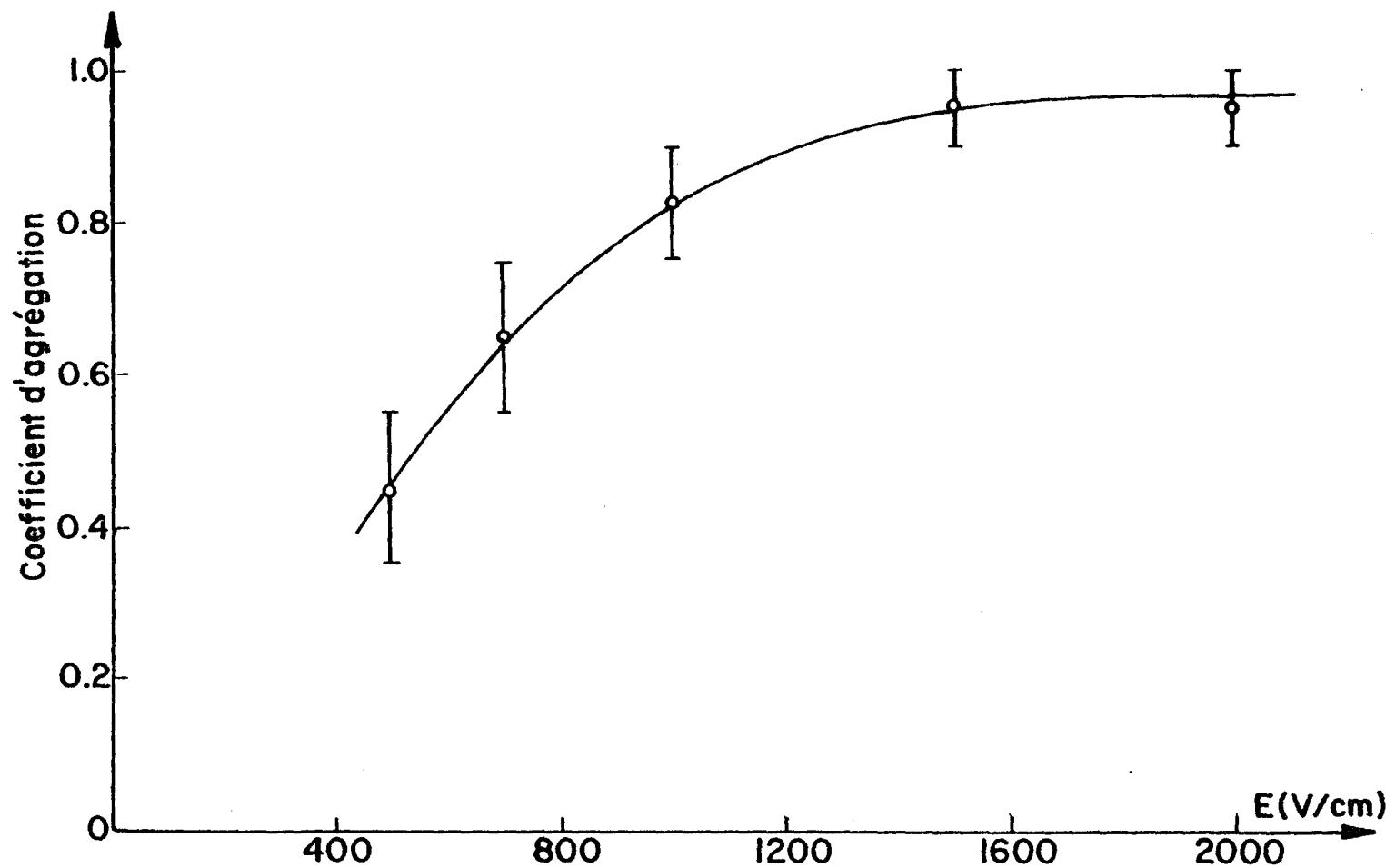


Figure 6.8 - Coefficient d'agrégation en fonction du champ électrique.

6.3.3.3 Coefficient d'agrégation:

Des valeurs semi-expérimentales du coefficient d'agrégation peuvent être déduites en comparant le taux d'agrégation obtenu expérimentalement (courbe de la figure 6.7) avec celui obtenu théoriquement (courbe de la figure 6.1). Exemple: d'après le résultat théorique, pour un coefficient d'agrégation de 0.55, un flocon composé initialement de 3 cristaux peut devenir un flocon contenant 5 cristaux après 8 secondes de chute. Or dans les mêmes conditions, le résultat expérimental montre l'existence des flocons de 5 cristaux à partir d'un champ de 700 V/cm, nous pouvons donc conclure que le coefficient d'agrégation devrait être au minimum de 0.55 à cette valeur du champ. Cependant ce coefficient ne doit pas dépasser 0.75 puisque avec un coefficient plus grand que 0.75 on pourrait obtenir des flocons de 6 cristaux. La courbe de la figure 6.8 montre les valeurs du coefficient d'agrégation en fonction du champ électrique. Nous pouvons constater d'après cette courbe que le coefficient d'agrégation tend vers une valeur stable (qui est égale à l'unité) à partir d'un champ de l'ordre de 1500 V/cm. C'est d'ailleurs à cette valeur du champ que le nombre de cristaux capturés et le taux d'agrégation n'augmentent plus (figures 6.6 et 6.7). Comme il a été mentionné au paragraphe 6.1.4. que le coefficient d'agrégation C est le produit du coefficient de collision et le coefficient d'adhésion. Si le coefficient d'agrégation C devenait constant à partir de 1500 V/cm, mathématiquement il y a trois possibilités :

- tous les deux coefficients (collision et adhésion) sont devenus constants;

- le coefficient d'adhésion diminue tandis que le coefficient de collision augmente (ou vice versa) de la manière que leur produit demeure constant;
- le coefficient de collision est constant à toutes valeurs du champ tandis que le coefficient d'adhésion augmente en fonction du champ et devient maximum ($= 1$) à partir de 1500 V/cm.

La première impose une valeur limite à la section efficace pour collision (collision cross-section). Ceci n'est pas logique puisque si les forces électriques peuvent influencer la section efficace pour collision, alors plus le champ augmente plus les forces électriques augmentent. La seconde hypothèse est facilement rejetée puisque c'est tout à fait illogique de croire que les deux coefficients peuvent varier de telle manière. Nous arrivons donc à la conclusion suivante: le champ électrique favorise plutôt l'adhésion entre cristaux que la collision des cristaux. Ceci est similaire à une hypothèse de Latham et Saunders (1970) sur l'agrégation des cristaux de glace par une sphère de glace.

6.3.4. Conclusion:

Les résultats montrent clairement que le champ électrique peut influencer fortement l'agrégation des cristaux de glace. Cette influence est trouvée importante seulement à partir de 400 V/cm. De plus on a constaté aussi que le coefficient d'agrégation augmente en fonction du champ électrique jusqu'à une limite de l'ordre de 1500 V/cm: à partir de cette valeur du champ, l'influence électrique devient constante. L'existence de cette limite pourrait rendre plausible l'hypothèse disant que le champ électrique favorise plutôt l'adhésion entre cristaux que la collision des cristaux.

REFERENCES

Abbas, M.A. et Latham, J., 1969

"The Desintegration and Electrification of Charged Water
Drops Falling in an Electric Field".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 95, p. 63.

Ausman, E.L. et Brook, M., 1967

"Distorsion and Desintegration of Water Drops in Strong
Electric Field".

Journal of Geophysical Research, vol. 72, no 24, p. 613.

Azad, A.K. et Latham, J., 1967

"Electrification Associated with the Evaporation of Water
and Ionic Solutions".

Jour. of Atmosp. and Terr. Physics, vol. 29, p. 1403.

Battan, L.J., 1962

"Cloud Physics and Cloud Seeding" (livre)

Anchor Books Doubleday Co., New York.

Beard, K.V., 1974

"Experimental and Numerical Collision Efficiencies for
Submicron Particles Scavenged by Small Raindrops".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 31, p. 1595.

Bricard, J., 1953

"Physique des Nuages" (livre)

Presse Universitaire de France.

Bricard, J., 1965

"Action of Radioactivity and of Pollution upon of Parameter
of Atmospheric Electricity".

Prob. of Atmosph. and Space Electricity, Elsevier Publ. Co.,
New York.

Bricard, J., 1968

"Fixation of Small Ions by Atmospheric Aerosols"

The Fourth International Conference on the Universal Aspects
of Atmospheric Electricity; Tokyo.

Burrows, D.A. et Hobbs, P.V., 1969

"Charging of Ice Spheres Due to Collisions with Ice Crystals
and the Electrification of Thunderstorms".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 26, p. 560.

Byers, H.R., 1965

"Element of Cloud Physics" (livre)

University of Chicago Press.

Chalmers, J.A., 1967

"Atmospheric Electricity" (livre)

Pergamon Press, London.

Cheng, R., 1967

Final Report - Seventh Yellowstone Field Research Expedition.

Cochet, R., 1961

"Lois de Charge des Fines Particules (sub-micronique)".

Colloque International: "La Physique des Forces Electrostatiques et leurs Applications", p. 331.

Centre National de la Recherche Scientifique, Paris.

Davis, M.H., 1964

"Two Charged Spherical Conductors in a Uniform Electric Field: Forces and Field Strength".

Q.J. Mech. Appl. Math., vol. 17, p. 499.

Davis, M.H., 1966

"Collision of Very Small Cloud Drops"

J. Geophys. Res., vol. 71, p. 3101.

Davis, M.H. et Sartor, J.D., 1967

"Theoretical Collision Efficiencies for Small Cloud Droplets in Stokes Flow".

Nature, Lond., vol. 215, p. 1371.

Dawson, R. et Hutchinson, W.C.A., 1971

"Electrification Accompanying the Freezing of Water".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 97, p. 118.

Dessens, J., 1961

"Un Capteur Classeur de Particules à lame Unique".

Bulletin d'Observation, Puy-de-Dôme, no 1, p. 1.

Drake, J.C., 1968

"Electrification Accompanying the Melting of Ice Particles".

Q.J.R. Met. Soc., vol. 94, p. 176.

Dupuy, J., 1956

"Contribution à l'Etude Théorique et Expérimentale de Quelques Champs Electriques Ionisés".

Thèse de Doctorat, Université de Paris.

Evans, D.G. et Hutchinson, W.C.A., 1963

"The Electrification of Freezing Water Droplets and of Colliding Ice Particles".

Q.J.R. Met. Soc., vol. 89, p. 370.

Fleagle, R.G. et Businger, J.A., 1965

"An Introduction to Atmospheric Physics" (livre)

Academic Press, New York.

Fletcher, N.H., 1966

"The Physics of Rain Clouds" (livre)

Cambridge University Press.

Feynman, R.P., Leighton, R.B. et Sands, M., 1966

"The Feynman Lectures on Physics, vol. II". (livre)

Addison-Wesley Publ. Company Inc.

Goyer, G.G., McDonald, J.E., Baer, F. et Braham, R.R., 1960

"Effect of Electric Fields on Water-Droplet Coalescence".

Jour. Met., vol. 17, p. 442.

Griffiths, R.F. et Latham, J., 1975

"Field Generation and Dissipation Currents in Thunderclouds
as a Result of the Movement of Charged Hydrometeors".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 32, p. 958.

Gunn, K.L.S. et Hitschfeld, W., 1951

"A Laboratory Investigation of the Coalescence between Large
and Small Water Drops".

J. Met., vol. 8, p. 7.

Gunn, R., 1948

"Electric Field Intensity inside Natural Cloud".

J. Appl. Phys., vol. 19, p. 481.

Gunn, R., 1954

"Diffusion Charging of Atmospheric Droplets by Ions, and
the Resulting Combination Coefficients".

J. Met., vol. 11, no 5, p. 339.

Heymsfield, A., 1972

"Ice Crystal Terminal Velocities".

Journal of the Atmospheric Sciences.

Hocking, L.M., 1959

"The Collision Efficiency of Small Drops".

Quart. J. R. Met. Soc., vol. 85, p. 44.

Hocking, L.M. et Jonas, P.R., 1970

"The Collision Efficiency of Small Drops".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 96, p. 722.

Huzita, A., 1969

"Effect of Radioactive Fallout upon the Electrical Conductivity
of the Lower Atmosphere".

Planetary Electrodynamics; édité par Coroniti, S.C. et
Hughes, J.; Gordon and Breach Science Publishers, New York.

Jayaweera, K.O.L.F. et Mason, B.J., 1965

"The Behaviour of Freely-Falling Cylinders and Cones in a
Viscous Fluid".

J. Fluid Mech., vol. 22, p. 709.

Jayaweera, K.O.L.F. et Mason, B.J., 1966

"The Falling Motions of Loaded Cylinders and Discs Simulating
Snow Crystals".

Q.J.R. Met. Soc., vol. 92, p. 151.

Jellinek, H.H.G., 1961

"Liquid-Like Layers on Ice".

J. Appl. Phys., vol. 32, p. 1793.

Jellinek, H.H.G., 1962

"Ice Adhesion"

Can. J. Phys., vol. 40, p. 1294.

Jellinek, H.H.G., 1967

"Liquid-Like (Transition) Layer on Ice".

Journal of Colloid and Interface Science, vol. 25, p. 192.

Jennings, S.G., 1975

"Charge Separation Due to Water Drop and Cloud Droplet
Interactions in an Electric Field".

Q.J.R. Met. Soc., vol. 101, p. 227.

Jiusto, J.E., 1971

"Cristal Development and Glaciation of a Supercooled Cloud".
Journal de Recherches Atmosphériques, vol. 5, no 2, p. 69.

Jiusto, J.E. et Holroyd, E.W., 1970

"Great Lakes Snowstorms - Part I: Cloud Physics Aspects".
ASRC, State Univ. of New York at Albany, ESSA Grant no
E22-49-70.

Klett, J.D., 1970

"Ion Transport to Cloud Droplets by Diffusion and Conduction,
and the Resulting Droplet Charge Distribution".
Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 28, p. 78.

Klett, J.D. et Davis, M.H., 1973

"Theoretical Collision Efficiencies of Cloud Droplets at
Small Reynolds Numbers".
Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 30, p. 107.

Kolomeychuk, R.J., McKay, D.C. et Iribarne, J.V., 1975

"The Fragmentation and Electrification of Freezing Drops".
Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 32, p. 974.

Krasnogorskaja, N.V., 1965

"The Role of Electric Forces in Precipitation Formation".

Proc. of the Thirth Inter. Conf. on Atmosph. Prob. and
Space Electricity, Edité par S. Conité, Elsevier Publi. Co.

Langmuir, I., 1948

"The Production of Rain by a Chain-Reaction in Cumulus
Clouds at Temperatures above Freezing".

J. Met., vol. 5, p. 175.

Latham, J., 1969

"Influence of Electrical Forces on Cloud Physical Phenomena".

Proc. of the Fourth Inter. Conf. on the Universal Aspects
of Atmospheric Electricity - Edité par S. Coroniti et J. Hughes,
Gordon and Breach Science Publishers.

Latham, J., 1969

"Experimental Studies of the Effect of Electric Fields on
the Growth of Cloud Particles".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 95, p. 349.

Latham, J. et Saunders, C.P.R., 1964

"Aggregation of Ice Crystals in Strong Electric Fields".

Nature, Lond., vol. 204, p. 1293.

Latham, J. et Saunders, C.P.R., 1970

"Collection Efficiencies of Ice Crystals in Electric Fields".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 96, p. 257.

Liu, B.Y.H. et Yeh, H.C., 1969

"Influence of an Applied Electric Field on the Diffusion
of Ions to Aerosol Particles".

Planetary Electrodynamics, Edité par S. Coroniti et
J. Hughes, Gordon and Breach Science Publishers, N.Y.

Magono, C., 1968

"Problems on Physical Understanding of Snowfall Phenomena".
Proc. Inter. Conf. on Cloud Physics, Toronto, p. 243.

Mason, B.J., 1971

"The Physics of Clouds" (livre)
Clarendon Press, Oxford.

Mason, B.J., 1976

"Theories of Thunderstorm Electrification".
Quart. J.R. Met. Soc., vol. 102, p. 219.

Matthews, J.B. et Mason, B.J., 1964

"Electrification Produced by the Rupture of Large Water Drops
in an Electric Field".

Q.J.R. Met. Soc., vol. 90, p. 275.

Montgomery, D.N., 1971

"Collision and Coalescence of Water Drops".
Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 28, p. 291.

Moore, C.B., 1965

"Charge Generation in Thunderstorms".
Problems of Atmospheric and Space Electricity, p. 255 -
Elsevier, Amsterdam.

Moore, C.B., Vonnegut, B., Stein, B.A. et Survilas, H.J., 1960

"Observations of Electrification and Lightning in Warm
Clouds".

J. Geophys. Res., vol. 65, p. 1907.

Mossop, S.C. et Jayaweera, K.O.L.F., 1969

"AgI-NaI Aerosols as Ice Nuclei".

J. Appl. Met., vol. 8, p. 241.

Paluch, I.R. et Sartor, J.D., 1973

"Thunderstorm Electrification by the Inductive Charging
Mechanism (Parts I & II)".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 30, p. 1166.

Phan Cong, L. et Jordan, J.B., 1969

"Fog Droplets in Electric Field".

IEEE Trans-Geoscience Electron, GE-7, p. 251.

Phillips, B.B. et Kinzer, G.D., 1958

"Measurements of the Size and Electrification of Droplets
in Cumuliform Clouds".

J. Met., vol. 15, p. 370.

Plumlee, H.R. et Semonin, R.G., 1964

"Cloud Droplet Collision Efficiency in Electric Fields".

Tellus, vol. 17, p. 357.

Pruppacher, H.R., 1973

"Electrofreezing of Supercooled Water".

Pure and Appl. Geophys., vol. 104, p. 623.

Pruppacher, H.R., Steinberger, E.H. et Wang, T.L., 1968

"On the Electrical Effects that Accompany the Spontaneous Growth of Ice in Supercooled Aqueous Solutions".

Journal of Geophysical Research, vol. 73, p. 571.

Reynolds, S.E., Brook, M. et Gourley, M.F., 1957

"Thunderstorm Charge Separation".

J. Met., vol. 14, p. 426.

Rusk, C.K., 1952

"Experimental Determination of the Degree of Cooling of Spray Droplets".

National Aeronautical Establishment - Canada, LT-16.

Sartor, J.D., 1967

"The Role of Particle Interactions in the Distribution of Electricity in Thunderstorms".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 24, p. 601.

Sartor, J.D., 1967

"Collision Efficiencies and Rates for Very Small Cloud Droplets".

Paper Presented at Amer. Met. Soc. and Amer. Geophy. Union Meetings, Washington, D.C.

Sartor, J.D., 1969

"Electricity and Rain".

Physics Today, August, p. 45.

Saunders, C.P.R., 1968

"The Influence of Cloud Electrification on Ice Crystal Aggregation".

Proc. Inter. Conf. on Cloud Physics, Toronto.

Saunders, C.P.R. et Wahab, N.M.A., 1973

"The Replication of Ice Crystals".

Journal of Applied Meteorology, vol. 12, p. 1035.

Schaefer, V.J., 1962

"The Vapor Method for Making Replicas of Liquid and Solid Aerosols".

Journal of Applied Meteorology, vol. 1, no 3, p. 413.

Schaefer, V.J., 1962

"Condensed Water in the Free Atmosphere in Air Colder than -40°C".

Journal of Appl. Met., vol 1, no 4, p. 481.

Semonin, R.G. et Plumlee, H.R., 1966

"Collision Efficiency of Charged Cloud Droplets in Electric Fields".

J. Geophys. Res., vol. 71, p. 4271.

Smith, M.H., Griffiths, R.F. et Latham, J., 1971

"The Freezing of Raindrops Falling Through Strong Electric Fields".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 97, p. 495.

Stott, D. et Hutchinson, W.C.A., 1965

"The Electrification of Freezing Water Drops".

Q.J.R. Met. Soc., vol. 91, p. 80.

Stow, C.D., 1971

"Charges Electriques dans les Nuages Orageux".

Sciences, no 73, p. 14.

Suneja, S.K., 1973

"Capture of Particles by Drops Falling at High Speeds".

J. Colloid Interface Sci., vol. 44, p. 509.

Takahashi, T., 1973

"Electrification of Condensing and Evaporating Liquid Drop".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 30, p. 249.

Telford, J. et Thorndike, N.S.C., 1961

"Observations of Small Drop Collisions".

J. Met., vol. 18, p. 382.

Vonnegut, B., 1965

"Thunderstorm Theory".

Problems of Atmospheric and Space Electricity, p. 285,
Elsevier, Amsterdam.

White, H.J., 1963

"Industrial Electrostatic Precipitation" (livre)

Addision-Wesley Publ. Co., Massachusetts.

Woods, J.D. et Mason, B.J., 1964

"Experimental Determination of Collection Efficiencies for
Small Water Droplets in Air".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 90, p. 373.

Woods, J.D. et Mason, B.J., 1965

"The Wake Capture of Water Drops in Air".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 91, p. 35.

Ziv, A. et Levin, Z., 1974

"Thundercloud Electrification: Cloud Growth and Electrical
Development".

Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 31, p. 1652.

REFERENCES

(Suppléments)

Adkins, C.J., 1959 b

"The small ion Concentration and Space Charge near the ground".
Quart. J. R. Met. Soc., vol. 85, p. 237-252.

Allee, P. A. and Phillips, B.B., 1959

"Measurements of Cloud droplet Charge, electric Field and
polar Conductivities in suppercooled Clouds."
J. Met., vol. 16, p. 405-410.

Anderson, R.V., 1965

"In discussion".
Problems, p.143.

Aufm Kamp,H.J. et al., 1951

"The influence of Temperature on the Shape of ice Crystals growing
at water Saturation."
J. Met., 8, p.169.

Barlett, J.T., Van Der Heuvel, A.P. and Mason, B. J., 1963

"The growth of ice Crystals in an Electric Field".
Z. angew. Math. Phys., 14, p.599.

Bent, R.B. et Hutchinson,W.C.A.,1966

"Electric Space Charge Measurements and the Electrode Effect
within the height of a 21 m mast.".
J. Atmosph. Terr. Phys., 28, p.53-73.

Blanchard, D.C., 1964

"Charge Separation from saline drops on hot Surfaces".

Nature, London, 201, p. 1164-1166.

Chalmer, J.A., 1947

"The Capture of Ions by ice Particles".

Quart. J.R. Met. Soc., vol. 73, p. 324-334.

Chalmer, J.A., 1956

"The vertical Electric Current during continuous Rain and Snow".

J. Atmosph. Terr. Phys., 9, p. 311.

Davis, M.H. and Sartor, J.D., 1969

"Fast Growth Rate for Cloud Droplets due to Electric Forces
in Thunderstorms".

Planetary Electrodynamics . Ed. Coroniti and Hughes. Vol. I,
p. 340. Gordon and Breach Science Publishers, N.Y.

Feideisen, W. and Feideisen, E., 1943

"Untersuchungen über die Eissplitterbildung an Reifschichten".

Met. Z. 60, p. 145.

Fletcher, N.H., 1958

"Size Effect in Heterogenous Nucleation".

J. Chem. Phys., 29, p. 572.

Fletcher, N.H., 1962

"Surface Structure of Water and Ice".

Phil. Mag., 7, p. 255.

Gunn, R., 1952

"The Electrification of cloud Droplets in non precipitating Cumulus".

J. Met., 9, p. 397-402.

Gunn, R., 1955

"The Statistical Electrification of Aerosols by ionic Diffusion".

J. Colloid Sci., vol. 10, p.107.

Hallett,J. et Mason, B.J., 1958

"The Influence of Temperature and Supersaturation on the Habit of ice Crystals grown from the Vapour".

Proc. R. Soc. A 247, p.440.

Hosler, C.L., et Hallgren, R.E.,1961

"Ice Crystals Aggregation"!.

Nubila, 4, p. 13.

Hosler, C.L., et Jensen, D.C. et Goldshlak, L.,1957

"On the Aggregation of ice Crystals to form Snow"!.

J. Met., 14, p. 415.

Houghton, H.G., 1950

"A premilinary quantitative Analysis of Precipitation Mechanisms"!.

J. Met.,vol. 7, p. 363.

Jonas,P.R. et Mason, B.J.,1968

"Systematic Charging of water Droplets produced by the break-up of liquid Jets and Filaments"!.

Trans. Faraday Soc., vol. 64, p. 1971.

Latham, J., 1963

"Electrification produced by the Asymmetric Rubbing of ice
on Ice".

Br. J. Appl. Phys., 14, 488.

Latham, J. et Mason, B.J., 1961

"Electric Charge Transfer associated with Temperature Gradients
in Ice".

Proc. R. Soc. a260, p. 523.

Latham, J. and Stow, C.D., 1965

"The Influence of impact Velocity and ice Specimen Geometry
on the Charge Transfer associated with Temperature Gradients
in Ice".

Quart. J. R. Met. Soc., vol 91, p.462.

Ludlam, F.H., 1951

"The Production of Showers by the Coalescence of Cloud Droplets".

Quart. J. R. Met. Soc., vol. 77, p. 402.

Magono, C., 1953

"On the Growth of Snowflakes and Graupel".

Scient. Rep., Yokohama Univ., Ser. 1, No 2, p.18.

Magono, C. and Kikuchi,K., 1961

"On the Electric Charge of relatively large natural cloud Particles".

J. Met. Soc., Japan, vol 39, p. 258-268.

Hess, V.H., 1928

"The electrical Conductivity of the Atmosphere and its Causes".

Vanostrand Co., New york, p. 28.

Magono, C. and Kikuchi, K., 1963

"On the Positive Electrification of Snow Crystals in the Process of the Melting".

J. Met. Soc., Japan, vol 41, p.270.

Magono, C. and Takahashi, T., 1963a

"On the electrical Phenomena during riming and glazing in Natural Supercooled Clouds".

J. Met. Soc., Japan, vol. 41, p.71.

Mason, B.J. et Maybank, J., 1960

"The Fragmentation and Electrification of freezing water Drops".

Quart. J. R. Met. Soc., vol. 86, p. 176.

Mc Donald, J.E., 1953

"Erronous Cloud Physics Applications of Raoult's Law".

J. Met. , vol. 10, p. 68.

Nakaya, U., 1951

"The Formation of Ice Crystals".

Compendium of Meteorology, p. 207.American Met. Soc.

Nakaya, U., 1954

"Snow Crystals".

Harvard University Press.

Nakaya, U., 1955

"Snow Crystals and Aerosols".

J. Fac. Sci., Hokkaido Univ.,vol. 4, p.341.

Nakaya,U.,Hanajima, M. et Mugurama, J., 1958

"Physical Investigations on the Growth of Snow Crystals".

J. Fac. Sci. ,Hokkaido Univ., Ser. II, vol 5, p.87

Nakaya,U. et Matsomoto, A., 1954

"Simple Experiment Showing the Existence of "liquid water"

Film on the ice Surface".

J. Colloid Sci, vol. 9, p.41.

Norinder, H. et Siksna, R.,1953

"On the Electrification of Snow".

Tellus, vol. 5 ,p. 260.

Pearce, D.C. et Curie, B.W., 1949

"Some qualitative Results on the Electrification of Snow".

Can. J. Res. A27, p.1.

Pruppacher, H.E., 1963a

"The Effect of an external Electric Fields on the Supercooling
of water Drops."

J. Geophys. Res., vol. 68, p.4463-4474.

Schaefer, V. J., 1954

"The Concentration of ice Nuclei in Air passing the Summit
of Mt Washington".

Bull. Am. Met. Soc., 35, p.310.

Schonland, B.E.J., 1953

"Atmospheric Electricity" (livre).

John Wiley and Sons Inc., New York.

Simpson, G.C., 1942

"The Electricity of Cloud and Rain".

Quart. J. R. Met. Soc., vol.68, p. 1.

Simpson, G.C. et Scrase, F.J., 1937

"Distribution of Electricity in Thunder-clouds".

Proc. R. Soc. A161, p.309.

Squires, P., 1951

"The Spatial Variation of Liquid Water and Droplets Concentration in Cumuli".

Tellus, vol. 10, p. 372.

Squires, P., 1952a

"The growth of Cloud Drops by Condensation".(Part I:General Characteristics).

Aust. J. Sci. Res. A, vol. 5, p.59.

Tamura, Y., 1956

"Electrification of Minor Shower Clouds".

Report on Contract AF G2 (502) - 1219.

Tohmfor, G. et Volmer, M., 1938

"Die Keimbildung unter dem Einfluss Elektrischer Ladungen".

Ann. Phys., Lpz., Ser. 5, 53, p.109.

Vonnegut, B., 1955

"Possible Mechanism for the Formation of Thunderstorm Electricity".

Proc. Int. Conf. on Atmosp. Electricity. New Hampshire, Geophys.

Res. Paper n° 42, p.169.

Weyl, W.A., 1951

"Surface Structure of water and some of its physical and
chemical Manifestations".

J. Colloid Sci., vol. 6, p. 389.

Wilson, C.T.R., 1929

"Some Thunderstorm Problems".

J. Franklin Inst., 208, 1.

Wilson, C.T.R., 1956

"A Theory of Thundercloud Electricity".

Proc. Roy. Soc. A 236, p.297-317.

Wormell, T.W., 1953

"Atmospheric Electricity:Some Recent Trends and Problems".

Quart. J. R. Met. Soc.,vol. 79, p.3.

LISTE DES PUBLICATIONS

1. Luan Phan Cong et Phuoc Dinh Van: "Direct measurements of Coalescence Efficiency and Frequency of Small Water Droplets in an Electric Field".
Tellus, vol. XXV, p. 63, 1973.
2. Phuoc Dinh Van et Luan Phan Cong: "Mesures des Coefficients de Collision et de Coalescence de petites Gouttelettes d'eau chargées".
Journal de Recherches Atmosphériques, vol. 7, p. 130, 1974.
3. Phuoc Dinh Van et Luan Phan Cong: "Influence du champ électrique sur l'agrégation des cristaux de glace".
A publier sous peu.