Philosophia Scientiæ

Travaux d'histoire et de philosophie des sciences

15-3 | 2011

L'espace et le temps

La relativité générale au tournant des années soixante

Jean Eisenstaedt

Édition électronique

URL : <http://journals.openedition.org/philosophiascientiae/682>

DOI : 10.4000/philosophiascientiae.682

ISSN : 1775-4283

Éditeur

Éditions Kimé

Édition imprimée

Date de publication : 1 octobre 2011

Pagination : 67-90

ISBN : 978-2-84174-569-2

ISSN : 1281-2463

Référence électronique

Jean Eisenstaedt, « La relativité générale au tournant des années soixante », *Philosophia Scientiæ* [En ligne], 15-3 | 2011, mis en ligne le 01 octobre 2014, consulté le 10 décembre 2020. URL : <http://journals.openedition.org/philosophiascientiae/682> ; DOI : <https://doi.org/10.4000/philosophiascientiae.682>

Tous droits réservés

La relativité générale au tournant des années soixante

Jean Eisenstaedt

SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC (France)

Résumé : Durant cinquante ans, la théorie de la gravitation d'Einstein se limitera à une interprétation néo-newtonienne peu innovante qui suffira pourtant à assurer sa prééminence face à la théorie de Newton. Les études sur la structure de l'espace-temps autour d'une étoile aussi bien que celles qui concernent les solutions cosmologiques ont été essentielles pour que la relativité générale trouve, au tournant des années soixante, une interprétation cohérente. Quelles sont les difficultés qui justifient un tel retard à (bien) penser la théorie ? Quels sont les éléments, les concepts, les spécialistes qui permettront le renouveau des années soixante ? La cosmologie est au centre de cette révolution.

Abstract: During fifty years Einstein's theory of gravitation was limited to a backward neo-newtonian interpretation. Nevertheless it was sufficient to assure its predominance in regard to Newton's theory. In the late sixties the studies on the structure of spacetime around a star as well as that concerning the cosmological field were essential for general relativity to get a coherent interpretation. What were the difficulties which explain such a delay to reconsider its interpretation? What were the elements, the concepts that will permit the experts the renewal of the sixties? Cosmology, cosmologists are at the very centre of this revolution.

Introduction

Avant tout il sera question de l'espace-temps en relativité générale, de l'espace-temps comme projet, comme pratique et de son histoire. Lorsqu'en relativité générale, on construit un modèle — n'importe quel modèle représentant quelque situation de physique de la gravitation — on doit se poser la question de l'univers, de la structure globale de l'espace-temps. Car l'espace-temps n'est pas défini *a priori* : ni sa géométrie ni sa structure à l'infini. Le cadre global de la théorie n'est pas donné, l'espace absolu de Newton n'étant plus là pour nous guider, pour nous donner une solution toute faite. Ainsi,

doit-on, aurait-on dû, se poser pour chaque modèle la question de la structure globale de l'espace-temps. . .

Les questions que posent la structure de l'espace-temps, celle, attendue, de la topologie, et celle, étonnante au premier abord, des singularités, ne se sont éclairées que relativement tard, à la fin des années soixante. Nous verrons à partir d'exemples concrets comment ces questions délicates ont été pensées réellement, historiquement, dans la pratique de la relativité générale et pourquoi les experts, ceux qu'on appelle alors « relativistes », eurent le plus grand mal à y faire face durant la première phase de la relativité générale, la traversée du désert, entre la naissance de la théorie et les années soixante (à ce propos, voir [Eisenstaedt 1986]).

Mais afin de comprendre le renouveau — qui s'appuie avant tout sur des questions d'ordre topologique — de la relativité générale après les années soixante, il faut s'intéresser à l'interprétation « néo-newtonienne » qui domine la théorie durant les cinquante années qui précèdent.

La structure de la relativité générale

Avant d'en venir à la relativité générale et à sa pratique, rappelons que l'espace sur lequel la relativité restreinte est définie, après Minkowski, après 1908, et que l'on appelle généralement l'espace minkowskien, ce n'est pas tant un espace pseudo-euclidien — le terme consacré —, qu'un espace NON-Euclidien. Et même d'une certaine manière, à cause de sa signature $(+++-)$, déjà éminemment non-euclidien. Mais ce n'est pas un espace courbé. Et, si l'on veut « absorber » les forces de gravitation, on doit en venir à un espace courbé ; sinon les géodésiques, trajectoires de l'espace, seraient toujours des droites. C'est bien ce que comprend Einstein en 1912 (à ce propos voir [Stachel 1979] ainsi que les nombreuses études sur la genèse de la théorie par exemple dans [Renn 2007]).

Mais l'espace de Minkowski, parce qu'il est pseudo-*euclidien*, est encore très proche de celui d'Euclide. Et si ce *pseudo* change pas mal de choses et en particulier du côté de la représentation, il ne change pas le caractère absolu, éternel, donné à l'avance de l'espace. Il n'y a pas de paramètre physique (c est une constante de structure, pas un paramètre) ; l'espace de la relativité restreinte, l'espace de Minkowski n'est pas malléable. Mais il n'est que difficilement visualisable puisqu'il n'est pas homéomorphe à un espace euclidien : il n'est pas projetable sur un plan.

Dès après 1905, date de naissance de la relativité restreinte, il devient évident à Einstein, que toute la physique doit être désormais basée sur la cinématique relativiste, la relativité restreinte, et non plus sur la cinématique galiléenne. Et d'abord la gravitation, puisque l'autre théorie fondamentale, la théorie de Maxwell était déjà — avant même la naissance de la restreinte et

avant Lorentz mais bien entendu sans que l'on en soit conscient — « invariante de Lorentz ». Il fallait donc absolument « relativiser » la gravitation.

Einstein s'y attelle dès 1907. Ce qu'Einstein pointe là ce n'est rien moins que la cohérence de la physique. Car la théorie de la gravitation de Newton se portait fort bien sans cela puisqu'elle parvenait à tout expliquer — ou presque — quant aux phénomènes de la gravitation tout au moins dans les domaines alors accessibles, c'est-à-dire la banlieue solaire. Mais Einstein ne pouvait supporter, on le comprend, qu'il y ait une cinématique pour l'électromagnétisme — la sienne — et une autre pour la gravitation, celle de Galilée... La cohérence de l'univers était vraiment en jeu. Pour lui, rien de plus urgent que de construire une théorie *relativiste* de la gravitation. C'est une position parfaitement justifiée mais qui ne sera pas aussitôt comprise par exemple par Planck qui, selon Infeld, un collaborateur d'Einstein, aurait dit à Einstein : « Tout est maintenant si bien ficelé, pourquoi vous inquiétez-vous de ces problèmes ? »

C'est après 1912 que ce programme est posé par Einstein sur un espace de Riemann. Il travaille alors avec son ami Marcel Grossmann qui rédige le *compendium* mathématique accompagnant l'*Entwurf*, une des premières versions — 1913 — de la relativité générale [Einstein 1913]. Toute la machinerie mathématique est là pour construire, trois ans plus tard, la relativité générale. La machinerie, c'est-à-dire l'algèbre tensorielle, l'espace de Riemann muni de sa métrique, de ses tenseurs, de Ricci, de Riemann et d'un certain nombre de théorèmes et de pratiques essentiellement mis en place par Ricci et Levi-Civita. Tout cela sans rapport avec la physique... même si Riemann, on le sait, s'était posé des questions à ce sujet dans son traité « sur les hypothèses qui sont à la base de la géométrie ».

Mais la logique qui va de la structure mathématique à la physique — et réciproquement — est essentiellement, entre 1912 et 1915, l'œuvre d'Einstein ; Einstein qui construit une théorie de la gravitation relativiste cohérente avec la théorie de Newton mais qui va aussi apporter quelques résultats longtemps marginaux [Einstein 1916].

L'espace de la relativité générale, la structure de l'espace-temps sont, tout au moins en puissance, déterminés par son contenu ainsi que l'expriment les équations du champ :

$$S_{\mu\nu} = \chi T_{\mu\nu},$$

où S décrit la géométrie, T représente le contenu matériel du modèle projeté et où χ est la constante universelle de gravitation.

C'est donc de droite à gauche qu'il faut avant tout lire et entendre cette équation : $T \text{ (R) } S$, le contenu matériel de l'univers détermine la structure chrono-géométrique, *physico-géométrique*, de l'espace-temps qui est représentée par ce que l'on appelait alors « les potentiels de gravitation », les $g_{\mu\nu}$. La structure de l'espace étant définie par l'élément linéaire d'espace-temps, $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$.

On ne saurait trop insister sur la nouveauté de cette conception. Car dans le cadre de la théorie newtonienne de la gravitation, l'espace — et le temps — absolus sont donnés à l'avance, une fois pour toutes, définitivement et ne sont pas objets de la physique.

Mais, loin d'être, comme on l'a trop souvent dit, une géométrisation de la physique, la théorie de la relativité générale est une matérialisation, une « physicalisation » d'une géométrie, d'une chrono-géométrie (à ce propos, voir [Friedman 1983]).

Que l'espace ne soit pas « donné à l'avance », en particulier « à l'infini », c'est là une des questions essentielles de la relativité générale qui se pose donc *a priori* comme cosmologie. Tout modèle, toute solution des équations d'Einstein est un modèle d'univers.

Évidemment ces équations de champ doivent être résolues. Il s'agit de poser un problème particulier qui s'exprime généralement dans le cadre des équations de champ par un modèle avec ses symétries, l'hypothèse d'une distribution de matière et se résout par un espace-temps. Tout se passe en premier lieu comme en théorie de Maxwell. On cherche les $g_{\mu\nu}$ qui définissent donc le ds^2 , c'est-à-dire l'espace-temps. Mais ce que nous voulons généralement savoir c'est, dans une situation précise, dans un modèle particulier, quelles sont les trajectoires de tel ou tel objet, étoile ou particule.

Einstein a posé — puis plus tard démontré avec l'aide de ses assistants, Infeld et Hoffmann — que les trajectoires du champ sont les géodésiques de l'espace. Ce qui permet de faire de la mécanique générale, de l'astronomie fondamentale et par exemple d'étudier le problème de Kepler et donc de calculer en premier lieu la contribution relativiste, la déviation qu'apportent les solutions de la relativité générale à celles de la théorie de Newton. C'est ainsi qu'Einstein pouvait en novembre 1915 faire un calcul approché qui lui permettait de calculer l'avance relativiste du périhélie de Mercure, obtenant un chiffre extrêmement proche — 43" d'arcs par siècle — de ce qui était depuis une cinquantaine d'année une anomalie pour la théorie newtonienne. Ce calcul approché posait qu'à l'infini la structure de l'espace était pseudo-euclidienne, minkowskienne, s'appuyait sur des hypothèses de champ et de vitesses faibles, mais s'avérait néanmoins tout à fait suffisant pour rendre compte des perturbations relativistes aux termes képlériens.

Avant d'aller plus loin, il faut aborder la question de la covariance et de la signification des coordonnées en relativité générale. La covariance, qu'Einstein pose en principe, signifie en relativité générale deux choses. D'une part la liberté d'exprimer une solution dans n'importe quel système de coordonnées ; l'algèbre tensorielle est là qui permet de faire face à cette question qui ne se pose pas différemment dans une autre théorie physique. Seulement en relativité générale — et Einstein a toujours été très clair là-dessus — les coordonnées n'ont et ne peuvent avoir aucun sens physique. Le temps-coordonnée généralement « t » n'est qu'une coordonnée qui n'a pas de sens physique *a priori*

et les coordonnées d'espace n'en ont pas plus. Qui plus est (et ce ne fut pas facile à accepter !) en relativité générale, il n'y a pas de concept de distance, de trois-distance. Cela n'a plus aucun sens. Deux concepts importent seulement, à partir desquels il va falloir travailler, tenter de reconstruire les autres concepts. Avant tout le temps propre « s » de chaque particule, de chaque observateur, qui seul a un sens physique et qui est, pour chacun de nous, le temps de la montre que nous portons au poignet. L'autre concept fondamental, c'est simplement la coïncidence des événements simultanés qui permet de raccorder les trajectoires de l'espace-temps.

Tous les jugements dans lesquels le temps joue un rôle sont toujours des jugements sur des événements simultanés. Lorsque par exemple, je dis : « Tel train arrive ici à 7 heures », cela signifie à peu près : « Le passage de la petite aiguille de ma montre sur le 7 et l'arrivée du train sont des événements simultanés. » [Einstein 1905].

Ainsi, le principe de covariance générale permet d'écrire toute solution, tout ds^2 dans le système de coordonnées que l'on veut, ce qui a posé de gros problèmes de compréhension et d'interprétation. En 1921, au Collège de France, Einstein répond à une objection — à une incompréhension — que soulève Paul Painlevé (qui est loin d'être le seul à se méprendre) à propos de la covariance de la solution de Schwarzschild. Auquel Einstein répond d'une manière particulièrement claire :

Lorsque dans le ds^2 de la solution à symétrie centrale statique, on introduit à la place de r n'importe quelle fonction de r , on n'obtient pas une *nouvelle* solution, car la grandeur r n'a en elle-même aucune signification physique [...]. Il faut sans cesse garder à l'esprit que les coordonnées ne possèdent pas de signification physique, ce qui veut dire qu'elles ne représentent pas le résultat d'une mesure, seules les conclusions, accessibles par l'élimination des coordonnées, peuvent prétendre à une signification objective. L'interprétation métrique de la grandeur ds n'est en outre pas « pure imagination » mais le noyau profond de la théorie elle-même. (Einstein à Painlevé, 7 décembre 1921, cité dans [Eisenstaedt 1982, 174])

Comme nous le verrons, la question de la covariance n'est pas anodine : ainsi est-elle essentielle à la définition d'une singularité qui signe la limite de l'espace-temps. C'est là le cœur des questions qui se jouent alors tout d'abord autour de la solution de Schwarzschild.

Le principe de Mach vu par Einstein. . .

Un des principes qui gouvernent la pensée d'Einstein à cette époque, c'est le principe de Mach, la question de la relativité de l'inertie. Einstein refuse « l'espace absolu » newtonien, ce « fantôme » qui agit sur tout sans « raison ».

Einstein reprend — après Mach — l'expérience des seaux de Newton. Deux seaux pleins d'eau ; la surface du premier est lisse, celle du second incurvée : c'est qu'il tourne... et non pas le premier. Y aurait-il un mouvement absolu ? Un mouvement par rapport à un espace qui serait absolu ? Mais quelle est la force qui agit donc sur l'eau ? Quelle est la raison « physique » de la montée de l'eau dans le seau qui tourne par rapport à l'espace ? Quelle est l'origine physique de la force d'inertie ? L'espace absolu ?... Absurde ! Comment ce fantôme — le vide intersidéral — peut-il donc agir sur le réel — sur l'eau du seau — sans raison... Mais que se passerait-il si l'on supprimait les étoiles lointaines, toutes les étoiles lointaines ?

Bref, il pose la question de la relativité de l'inertie, de la raison de l'inertie, de l'origine de ces forces qui s'exercent sur les particules du liquide que l'on « explique » par la force centrifuge dont on ne connaît pas l'origine. Une force ne peut provenir de l'espace absolu, il le refuse ; mais, peut-être, des masses situées à l'infini, de la présence des étoiles fixes. Si l'espace était vraiment vide il n'y aurait plus de forces d'inertie. Et même plus d'espace.

Le pendule de Foucault pose la même question : pourquoi son plan d'oscillation reste-t-il fixe par rapport aux étoiles fixes ? Ne devrait-il pas plutôt rester fixe par rapport à la Terre ? Le pendule agit en somme comme le fait une aiguille aimantée dans un champ magnétique ; mais où est l'équivalent de la distribution de charges magnétiques, raison du champ magnétique et de la déviation de l'aiguille ? Où est la raison de la stabilité du plan du pendule ? On devrait pouvoir éliminer le champ d'inertie comme on peut le faire en pensée du champ magnétique. En fait le champ d'inertie c'est l'espace absolu qu'Einstein voudrait supprimer ; mais alors comment expliquer le pendule de Foucault ? Sinon par des conditions particulières à l'infini ? Beaucoup de travaux des années 1916-1918 tournent autour de ces idées.

Cette question posera de gros problèmes à Einstein qui souhaitait que la matière présente dans un *univers* — on appellera univers un modèle d'espace — en détermine totalement la structure géométrique et aussi bien la structure à l'infini. Pour lui, alors, un espace absolument vide devrait être a-structuré, amorphe, « dégénéré ». C'est un des points les plus étonnants de son article de 1917, de ses « Considérations cosmologiques » [Einstein 1917]. C'est aussi le point central de sa polémique avec de Sitter auquel il écrit alors :

De mon point de vue, il serait tout à fait insatisfaisant qu'il soit possible de penser l'Univers sans matière. Le champ $g_{\mu\nu}$ doit être déterminé par la matière, sans elle il ne peut pas exister. Tel est le cœur de ce que je comprends comme le postulat de la relativité de

l'inertie. (Einstein à de Sitter, 24 mars 1917, cité dans [Eisenstaedt 1993, 355])

De Sitter vient de mettre à jour un espace cosmologique — l'espace de de Sitter — ayant une structure métrique non triviale mais dont la matière est en fait absente [de Sitter 1917]. Ce qu'Einstein ne pouvait supporter ; à toute force il voudra démontrer que l'univers de de Sitter n'est pas vide mais que la matière est concentrée sur une *singularité* du champ. À Klein qui lui montre que ses arguments sont inexacts — car il n'y a pas là de singularité — il répond :

Vous avez complètement raison. [...] Ma remarque critique à l'encontre de la solution de de Sitter nécessite une rectification. Il existe vraiment une solution sans singularité des équations de la gravitation sans matière. (Einstein à Félix Klein, juin 1918, cité dans [Eisenstaedt 1993, 356–357])

Mais il s'en tire par une pirouette, ajoutant que « cet univers ne peut en aucun cas être pris en considération quant à son éventualité physique ». Plutôt que d'accepter que son idée du principe de Mach ne soit pas cohérente avec sa théorie, il préfère réfuter la solution de de Sitter grâce à des arguments... discutables, des raisons bien légères (non-staticité). D'une certaine manière, c'est là un échec quant au programme qu'Einstein s'est fixé. Et il n'est pas impossible que ce soit une des raisons qui vont, à la même époque, l'entraîner loin de la relativité générale vers la recherche d'une théorie unitaire. Bien plus tard, Abraham Taub [Taub 1951] démontrera l'existence de solutions « courbées » des équations de champ en l'absence de matière et même de constante cosmologique ; car la solution de de Sitter nécessitait la présence de la constante cosmologique. Mais précisément à la même époque, Einstein tient toujours à cette idée :

Selon la théorie de la relativité générale, l'espace, en tant que concept détaché de tout contenu physique n'existe pas. [Einstein 1950].

Notons en passant que la question est encore aujourd'hui d'actualité mais que la plupart des relativistes pensent que la relativité générale ne contient pas le principe de Mach « fort » : la matière ne définit pas complètement la structure de l'espace ; elle ne fait que l'influencer. Ainsi, certaines vues, certains principes, qui dans l'esprit d'Einstein, sont à la base de la théorie n'y seront finalement pas vraiment intégrés. La théorie ne serait-elle pas moins parfaite qu'on ne le dit parfois ? Ce qui ne l'empêche pas de fonctionner d'une manière très satisfaisante quant à ses prédictions.

La géométrie de la solution de Schwarzschild

À travers les études qui lui sont consacrées, la relativité générale va évoluer, son interprétation originelle va changer. En particulier à travers les

études consacrées à ses (rares) solutions exactes, essentiellement la solution de Schwarzschild — mais aussi grâce aux solutions cosmologiques.

La solution de Schwarzschild [Schwarzschild 1916] représente la géométrie créée par toute source sphérique plongée dans un espace vide. C'est la solution fondamentale de la relativité générale, le premier et le plus simple modèle d'espace courbé par la matière. C'est le premier modèle de géométrie physique qui ne soit pas (seulement) cosmologique. Énormément d'études ont été consacrées à cette question. Notons qu'il s'agit d'étudier un « espace » particulier, un espace fondamental puisqu'il décrit le champ gravitationnel, la structure de l'espace-temps autour de toute masse à symétrie sphérique, du Soleil par exemple. C'est donc un exemple essentiel pour comprendre la théorie de la gravitation « en action ». C'est pour longtemps « le paradigme » de la théorie.

On dispose des équations de champ et l'on se donne une distribution de matière quelconque possédant la symétrie sphérique, essentiellement un point matériel. On recherche la forme de l'élément linéaire d'espace-temps, le ds^2 , qui définit la structure *locale* de l'espace. On doit pour cela choisir un système de coordonnées adapté à la symétrie du problème ; ici des coordonnées polaires. Mais ce système n'est pas unique et n'a pas de sens physique *a priori*. Historiquement, on est « tombé » sur ce que l'on a nommé le ds^2 de Schwarzschild dont on va chercher l'interprétation... durant cinquante ans.

Notons que pour étudier la solution de Schwarzschild, il faut avant tout considérer la structure de l'espace-temps extérieur à la masse M créant le champ extérieur. Afin d'en étudier toutes les configurations possibles il faudra supposer que l'étoile est ponctuelle, que son rayon est nul. En fait, on étudiera un espace virtuel où tous les points de l'espace-temps engendré par une masse M ponctuelle sont *a priori* accessibles.

En 1916, Karl Schwarzschild découvre — il est alors engagé sur le front russe — la solution générale des équations de champ du vide à symétrie sphérique. La solution de Schwarzschild, comme toutes les solutions des équations d'Einstein, a pour expression symbolique l'élément linéaire d'espace-temps (définissant le temps propre) qui s'écrit sous une forme classique :

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2).$$

Il s'agit donc d'étudier cet espace-temps depuis $r = 0$, où la masse ponctuelle M est logée, jusqu'à l'infini. On y voit deux discontinuités analytiques des potentiels de gravitation, l'une en $r = 0$ que l'on nommera la singularité « vraie », l'autre, en $r_s = \frac{2GM}{c^2}$, que l'on nommera bientôt la « singularité de Schwarzschild », et qui ne laisseront pas de poser de difficiles problèmes de définition, du centre de l'espace-temps, de ses limites.

En fait, ce n'est pas sous sa forme aujourd'hui classique — celle qu'un élève de Lorentz, Johannes Droste découvrira deux mois plus tard — que

Schwarzschild va « trouver » sa solution mais sous la forme suivante — je simplifie ici grandement l'histoire [Eisenstaedt 1982] :

$$ds^2 = \left(1 - \alpha(R^3 + \alpha^3)^{-\frac{1}{3}}\right) c^2 dt^2 - \frac{R^4(R^3 + \alpha^3)^{-\frac{4}{3}} dR^2}{1 - \alpha(R^3 + \alpha^3)^{-\frac{1}{3}}} + (R^3 + \alpha^3)^{\frac{2}{3}} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2).$$

Il suffit de poser : $r = (R^3 + \alpha^3)^{\frac{1}{3}}$; (où $\alpha \equiv 2GM/c^2 \equiv r_s$) pour retrouver la forme « classique » qu'il faudrait donc appeler solution de Schwarzschild dans des coordonnées de Droste. Mais une des raisons du choix de Schwarzschild, c'est bien d'éviter la singularité $r_s = \alpha$, une sphère ici représentée par $R = 0$. On voit ainsi comment Schwarzschild a tenté, d'une manière très rudimentaire, de résoudre la question. La sphère singulière de rayon $\alpha = 2GM/c^2$ est ainsi réduite à un point et la topologie de la solution (si l'on peut parler dans ce cas de choix topologique) est posée d'une manière quelque peu rapide. Pour Schwarzschild, c'est bien entendu R , et non r , qui est « la coordonnée physique ». La méthode de Schwarzschild fera néanmoins quelques émules — et non des moindres — comme Théophile De Donder un relativiste Belge de talent ainsi que Erwin Schrödinger qui s'intéresse alors à la théorie. Elle sera condamnée par David Hilbert qui ne comprend pourtant pas si clairement la question [Hilbert 1916].

Durant ces cinquante ans on privilégiera les questions pratiques et en particulier les tests de la théorie qui s'appuient le plus souvent sur cette solution. On travaillera toujours, ou presque, grâce à ce que l'on appelle « l'approximation post-newtonienne », alors fort mal justifiée, qui exige de poser que les masses sont peu importantes et les vitesses faibles. Pour ce faire — mais aussi dans bien d'autres cas — s'est mise en place une pratique « néo-newtonienne » de la théorie [Eisenstaedt 1986]. D'une part, loin de l'interprétation d'Einstein, les coordonnées sont supposées avoir une interprétation physique proche de celle de l'espace absolu de Newton : r est pensée, utilisée, comme la trois-distance radiale tandis que t , le temps-coordonnée, est utilisé implicitement comme temps physique et n'est autre que le temps absolu de Newton ; le temps propre, s , n'est que très rarement pris au sérieux. Qui plus est certains relativistes tentent de justifier des concepts proches de ceux de la théorie newtonienne, rigidité, 3-distance. Bref, on est loin du sens profond de la théorie.

Revenons un instant sur la manière dont Einstein aurait aimé que sa théorie réponde à la question de Mach dans le cadre de la solution de Schwarzschild. En fait il ne supporte alors pas qu'il existe une solution isolée qui structure d'un coup tout l'espace jusqu'à l'infini. Ainsi, en janvier 1916, écrit-il à Schwarzschild :

L'inertie, dans ma théorie, c'est juste en fin de compte une interaction entre les masses, non pas une action dans laquelle, en plus des masses en question, « l'espace » en tant que tel participe. La caractéristique essentielle de ma théorie, c'est précisément qu'aucune propriété ne soit attribuée à l'espace en tant que tel.

Et poursuit-il,

On peut l'exprimer ainsi par une plaisanterie. Si toutes les choses venaient à disparaître du monde, alors, pour Newton, il resterait l'espace inertiel galiléen ; mais d'après mes vues, il ne resterait rien. (Einstein à Schwarzschild, 9 janvier 1916, cité dans [Eisenstaedt 1982, 166])

L'opinion d'Einstein concerne l'existence même, la possibilité physique et logique de la solution de Schwarzschild et c'est dans l'optique des idées de Mach qu'il faut l'entendre. À ce propos, John Stachel dans un article consacré à la genèse de la relativité générale écrivait :

Cependant, quand sa théorie fut finalement terminée, elle ne comprenait pas la version einsteinienne du principe de Mach [...]. À la vérité, du point de vue d'Einstein, c'était un scandale qu'une solution de ses équations de champ correspondant à la présence d'un corps unique dans un univers par ailleurs « vide » puisse exister. [Stachel 1979, 440]

L'interprétation « pragmatique » de la singularité de Schwarzschild

Revenons-en à la solution de Schwarzschild et à son interprétation. Le plus souvent on suppose alors — avant les années soixante — que la singularité de Schwarzschild est cachée à l'intérieur de l'étoile, son rayon, r_s serait toujours inférieur à celui de l'étoile, $a : r_s \ll a$; elle ne « s'exprime » jamais. Aussi bien, et on y insiste beaucoup, on remarque sans cesse, on se réjouit, qu'il n'existe pas de corps réel, étoile, atome, tel que la singularité de Schwarzschild puisse s'y exprimer. Les trous noirs (car c'est bien sûr là qu'ils vont bien plus tard se loger) ne peuvent exister.

Mais notons aussi que cette singularité de Schwarzschild, $r = r_s$ n'est pas exclusive de l'autre singularité présente en $r = 0$, la singularité « vraie » que l'on trouve d'ailleurs aussi en théorie de la gravitation de Newton. Mais pour Einstein et pour la plupart de ses collègues alors c'était la singularité de Schwarzschild — aujourd'hui l'horizon — qui posait problème et non pas la singularité vraie. Car en ce point singulier, c'est l'espace que l'on ne sait pas délimiter, ce qui pose un problème très sérieux.

La question clef c'est l'accessibilité de la singularité de Schwarzschild, du temps que prendra, que prendrait un observateur pour atteindre la singularité de Schwarzschild. Est-elle accessible et de quel temps s'agirait-il, d'un temps-coordonnée ou un temps propre ? Et peut-on traverser la singularité de Schwarzschild, atteindre la singularité vraie ?

Jusqu'aux années soixante, ces calculs se font quasiment toujours en temps-coordonnée de Droste, ce qui conforte l'idée que ces deux singularités ne sont pas accessibles. Pourtant ce temps-coordonnée de Droste se confond avec le temps propre d'un observateur à l'infini ce qui lui donne une certaine objectivité. Pas plus que la singularité vraie, la singularité de Schwarzschild ne semble accessible, tout au moins en un temps-coordonnée : elle reste donc « singulière », impénétrable.

Aussi bien on ne connaît pas — jusqu'à Lemaître en 1933 — de système de coordonnées tel que le ds^2 soit régulier en r_s [Lemaître 1932], [Eisenstaedt 1993]. La singularité de Schwarzschild sera pensée comme impénétrable, c'est une limite de l'espace de Schwarzschild, un bord de l'univers, de l'espace-temps. Sur la singularité de Schwarzschild matière et lumière s'accumulent : c'est une « sphère magique » selon le mot d'Eddington. Les arguments qui soutiennent cette idée sont nombreux et sans doute d'autant plus nombreux qu'ils sont moins convaincants...

Et l'on n'avance pas ; on répète toujours la même chose, que les potentiels de gravitation y sont nuls ou infinis, (bien que le déterminant g soit parfaitement régulier) ; que le temps t pour aller de l'infini à la singularité est infini et bien que ce soit le temps propre s qui ait une signification physique et non pas le temps-coordonnée t , un point sur lequel Einstein est on ne peut plus clair. Pourtant, se confrontant à ce sujet en 1939, Einstein lui-même oubliera ses bonnes leçons tant la question de la singularité du champ l'inquiète et à juste titre. Pensez, une singularité en plein champ, c'est insupportable, d'autant que l'on ne sait pas lui donner de signification. En fait Schwarzschild a donné la raison la plus convaincante, la moins mauvaise, pour que sa singularité soit inaccessible : en montrant (dans des conditions physiques bien trop limitées), que la pression devient infinie au centre de l'étoile bien avant que son rayon puisse l'atteindre dans un processus d'effondrement. Une raison sur laquelle Einstein s'appuiera en 1921 au Collège de France. En 1939, voulant à tout prix soutenir l'inaccessibilité de la singularité, il s'appuiera sur le fait que les trajectoires circulaires ne peuvent exister, leur rayon étant nécessairement supérieur à celui de la singularité. Mais sans penser à s'inquiéter des trajectoires en chute libre qui, on va le voir, passent ce lieu sans encombre... [Einstein 1939], [Earman & Eisenstaedt 1999].

En fait, l'idée selon laquelle la vitesse de la lumière s'annule en $r_s \equiv 2GM/c^2$, sur l'horizon n'est pas absurde ; il s'agit en fait d'une formulation non-relativiste qui ressort de la théorie newtonienne de l'action de la gravitation sur la lumière — parfaitement posée à la fin du XVIII^e siècle par John Michell, totalement oubliée depuis lors et d'ailleurs inconnue à Einstein [Michell 1784], [Eisenstaedt 2005]. Simplement ce n'est pas de l'extérieur de l'étoile qu'il faut tenter de comprendre la singularité, mais de l'intérieur... ce que firent précisément nos savants newtoniens. On restera « en dehors » de la

question pendant cinquante ans. Rien n'y fera, pas même l'excellent travail de Georges Lemaître qui ne sera guère lu avant longtemps.

Les études de trajectoires

Jusqu'alors, on s'est appuyé essentiellement sur des études du ds^2 , sur les $g_{\mu\nu}$, les potentiels de gravitation. Mais, contrairement aux potentiels de gravitation qui ne représentent qu'un concept néo-newtonien qui n'est pas bien défini physiquement, les trajectoires définissent physiquement, objectivement, le comportement des particules dans le champ de gravitation (à ce propos, voir [Eisenstaedt 1987]). Et les études ne manquent pas, les techniques mathématiques étant bien connues qui permettent d'étudier les trajectoires. Il y a au moins une demi-douzaine de thèses exclusivement consacrées à l'étude détaillée des trajectoires de l'espace de Schwarzschild. Ces études sont intéressantes pour l'historien de la relativité générale et ce pour plusieurs raisons ; parce qu'en étudiant l'ensemble des trajectoires possibles, le relativiste est obligé de faire le tour de l'espace-temps, de l'étudier. Ces études obligent — devraient obliger — les relativistes à se confronter à l'espace-temps tel qu'il est, tel qu'il est occupé, occupable, à l'espace possible ; car l'espace finalement, c'est l'ensemble des lieux accessibles... mais c'est là une idée qui ne s'imposera que très tard. En fait, ces études de trajectoires sont un magnifique exemple de dénégation. La plupart du temps les spécialistes se limitent à l'espace-temps tel qu'ils se l'imaginent *a priori*, tel qu'il est défini et accepté dans l'imaginaire collectif et ils prennent les moyens de leur certitude : en utilisant un paramétrage particulier, celui que permet le temps-coordonnée de Droste, le temps absolu newtonien. Évidemment ils ne trouvent que ce qu'ils y ont mis et surtout pas les questions, les réponses, aujourd'hui, évidentes. Dans l'étude que publie Von Laue en 1921 aussi bien les géodésiques isotropes — celles qui concernent le rayonnement électro-magnétique, la lumière — que les géodésiques matérielles se terminent sur la singularité de Schwarzschild. Les raisons qu'en donne Laue sont critiquables, car il s'appuie sur une définition *coordonnée* de la vitesse de la particule qui n'est pas admissible en relativité générale. Et bien entendu la soi-disant « vitesse » de la particule lumineuse s'annule en $r_s \equiv 2GM/c^2$.

En fait, dans les études de trajectoires, si l'on utilise les coordonnées de Droste (r et t), on introduit *constamment* la discontinuité analytique en $r \equiv 2GM/c^2$. En quelque sorte, les coordonnées de Droste-Schwarzschild s'écrasent sur la singularité de Schwarzschild que l'on ne peut ainsi traverser. Malgré certains travaux prémonitoires mais fort peu lus, mal compris [Lanczos

1. Remarquer dans ce diagramme aussi bien que dans celui de de Jans la sphère vide au centre qui représente l'espace impénétrable à l'intérieur de la singularité de Schwarzschild.

FIGURE 4 – Schéma de von Laue : les géodésiques isotropes¹

1922], [Lemaître 1932], [Synge 1950], ce n'est qu'après les années soixante que l'on soupçonnera que les coordonnées de Droste-Schwarzschild ne sont pas correctes, et qu'il s'agit d'une question de paramétrage des trajectoires.

FIGURE 5 – Schéma de de Jans : les géodésiques isotropes

Dans les années 1920, Carlo de Jans, un professeur belge, publia une suite tout à fait remarquable de travaux concernant les trajectoires de l'espace de Schwarzschild, l'étude pour longtemps la plus complète [de Jans 1922, 1923]. Il s'agissait d'étudier l'ensemble des géodésiques, toutes les trajectoires possibles de la solution de Schwarzschild. De Jans étudia en détail les géodésiques qu'il intégra grâce aux fonctions elliptiques de Weierstrass, montrant qu'une trajectoire spirait vers le centre de masse, *prouvant* donc — mais sans le voir! — que les trajectoires perçaient la singularité sans difficulté... Mais il n'est pire sourd que celui qui ne veut entendre... Pour lui comme pour tous les relativistes, l'espace est limité par la « sphère magique » sur laquelle viennent mourir les corpuscules lumineux... Ainsi projette-t-on, justifie-t-on une interprétation néo-newtonienne sur une question hyper-relativiste.

La chute des corps

La question de la chute des corps — des trajectoires radiales — dans le cadre de la solution de Schwarzschild est particulièrement intéressante, non seulement d'un point de vue technique, mais aussi bien quant à l'idéologie acceptée, partagée par tous les relativistes. Il s'avère que dans le cas radial l'équation de la chute des corps en relativité générale a précisément la même forme que celle de Newton :

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = -\frac{GM}{r^2 c^2}.$$

Alors où est le problème? Il suffit de choisir r comme coordonnée radiale — le « r » de Droste — et, comme paramétrage s , le temps propre (mais non le temps-coordonnée t). Et ce devrait être un choix assez naturel, une équation très facile à étudier. Et dans cette équation (car c'est aussi bien le cas des trajectoires lumineuses que matérielles) la singularité de Schwarzschild ne s'exprime pas : il n'y a de singularité qu'en $r = 0$. Cela aurait donc valu la peine d'être étudié, d'autant qu'il existe des dizaines — pour ne pas dire des centaines — de travaux entre 1915 et 1960 consacrés aux trajectoires de la solution de Schwarzschild. Et parmi ceux-ci pléthore de thèses, de manuels, d'articles qui en font une étude exhaustive. Mais parmi ces travaux « exhaustifs » quasiment *aucun* ne s'intéresse au cas radial. Parmi la centaine de travaux traitant de cas particuliers, deux seulement s'intéresseront au cas radial mais pour en dénier la simplicité, réintroduisant le temps-coordonnée t , alors qu'ils ont en main la bonne équation. Il n'est pire sourd... On voit là à quel point le paradigme dominant — singularité et impénétrabilité — chloroforme les esprits. Sans doute le cas radial est-il particulier, mais qui, précisément, aurait permis de poser la bonne question.

En 1933, Georges Lemaître, le cosmologue, l'inventeur du *big-bang*, introduisant un autre système de coordonnées que celui de Droste-Schwarzschild

démontrera le caractère non-singulier de la singularité de Schwarzschild [?]. Sa démonstration sera publiée en français dans une revue belge : longtemps, elle ne sera quasiment jamais citée. On continuera d'affirmer le caractère singulier de la soi-disant « singularité » de Schwarzschild. Lemaître a utilisé une solution très générale des équations d'Einstein qui contient dans un *même formalisme* — et un même système de coordonnées — la solution de Schwarzschild et la solution cosmologique de Friedmann-Lemaître. Rien d'étonnant à cela puisqu'il étudie les possibles inhomogénéités à un espace cosmologique. Je ne peux m'étendre ici sur sa démonstration, trop technique mais splendide. Car Lemaître s'appuie sur sa culture de cosmologue pour penser le local : l'univers et l'étoile sont passibles d'une même théorie et d'une même équation. La cosmologie, permet de mieux penser la relativité générale [Eisenstaedt 1993]. La contribution des cosmologues à la solution du problème sera essentielle : elle permettra la réinterprétation de la relativité générale.

L'étude de Robertson

L'étude de Howard P. Robertson n'a été publiée qu'en 1968 à partir de notes prises à son cours par son étudiant T. W. Noonan [Robertson & Noonan 1968]. Ce cours a été enseigné au Caltech à partir des années 1949, mais dès la fin des années trente, dans une conférence à Toronto, Robertson en donnait les résultats essentiels. C'est le tout début du renouveau quant à l'étude de cette question. Robertson reprend les résultats de Lemaître qu'il a obtenus par l'intermédiaire de Richard Tolman (cosmologue comme Robertson et Lemaître) et exprime la singularité de Schwarzschild sous une forme analytiquement non-singulière. Il fait l'analyse des trajectoires aussi bien dans le système de coordonnée de Lemaître que dans celui de Droste-Schwarzschild. Et il trouve des résultats surprenants :

La particule « entrante » part de l'origine en $t = 0$ et se déplace vers le dehors pour se rencontrer elle-même venant de l'extérieur en $t = \infty, r = 2m$. La particule « sortante » se découple en $t = -\infty, r = 2m$ et l'une d'elles se meut vers l'intérieur tandis que l'autre se meut vers l'extérieur. [Robertson & Noonan 1968, 247]

Cela passe ! Ça entre et ça sort mais par deux « portes » différentes... Robertson ne s'en tient pas à cette avancée déjà magistrale ; il propose une analyse détaillée de la chute d'une particule émettant des photons, vue par un observateur quant à lui en repos, loin de la « singularité ». Qu'il exprime d'une manière limpide :

L'observateur ne voit jamais la particule atteindre $r = 2Gm/c^2$, bien qu'elle passe $r = 2Gm/c^2$ et atteigne $r = 0$ en un temps propre fini ! [...] la lumière de la particule est de plus en plus décalée vers

le rouge ; lorsque la particule approche $r = 2Gm/c^2$, z approche l'_{∞} ¹. [Robertson & Noonan 1968, 252]

FIGURE 6 – Schéma Robertson : les géodésiques isotropes²

Ainsi, le concept de trou noir était déjà à moitié né ; sans publicité. Mais Robertson apportait aussi une analyse topologique du problème. En particulier, en utilisant un double réseau de coordonnées, entrantes et sortantes pour décrire l'ensemble des trajectoires.

En 1950, John L. Synge publie un des articles les plus novateurs sur le sujet préparant la voie à l'article de Kruskal qui fera date. Mais son article, difficile, complexe, ne sera guère lu [Synge 1950]. Dans son introduction il se plaint des difficultés de la théorie, des obscurités de la solution de Schwarzschild.

FIGURE 7 – Diagrammes de Kruskal (1960)

Les trous noirs

En 1960, encouragé par John Wheeler, M. D. Kruskal, mathématicien de formation, proposera un système de coordonnées proche de l'article de Synge donnant la métrique de Schwarzschild sous une forme non singulière [Kruskal 1960]. Il obtient l'extension maximale de la métrique qui permet la repré-

1. z est le décalage spectral.
2. La « singularité de Schwarzschild » est notée "1"; elle est asymptote des géodésiques entrantes et sortantes qui s'écrasent en "0".

sensation des deux feuillets (vus par Robertson) de l'espace engendré par la solution. Il propose deux interprétations topologiques possibles de la métrique maximale. De nombreuses tentatives pour identifier les deux feuillets de l'espace-temps dans une interprétation dite elliptique furent menées, tentées, mais posaient de graves problèmes de causalité. Cette duplication de l'espace-temps — trou noir et trou blanc — semble bel et bien inévitable mais seule la partie « trou noir » de l'espace-temps donne lieu à une interprétation physique réaliste. Désormais la « singularité » de Schwarzschild est interprétée comme un « horizon ». Les particules matérielles aussi bien que lumineuses peuvent la traverser et parvenir jusqu'au centre du modèle, en $r = 0$ qui reste une singularité « vraie ». Désormais piégées, elles ne peuvent sortir de ce qui est désormais interprété comme un « trou noir », terme inventé par Wheeler en 1968 et qui fera florès [Wheeler 1968].

Quant au concept, il ne sera que peu à peu compris, difficilement accepté par l'ensemble de la communauté. La représentation de Kruskal est, avec l'avènement de nouveaux tests de la théorie et de nouveaux objets stellaires, un point crucial, symbolique du basculement, du renouveau de la théorie de la gravitation d'Einstein, de l'interprétation néo-newtonienne à l'interprétation topologique.

L'existence d'une singularité

Beaucoup de questions se sont posées et se posent encore quant aux singularités. Car ce sont des lieux où les lois de la physique ne sont plus valides. Il faut donc les repérer et voir s'il est possible de les éviter. Mais qu'est-ce qu'une singularité ?

On aimerait que la définition d'une singularité de l'espace soit liée à celle des invariants de courbure ; par exemple que les composantes du tenseur de Riemann-Christoffel divergent sur une singularité. Mais on voudrait aussi que cette définition soit cohérente avec celle de la complétude géodésique qui est en fait le critère le plus simple. La complétude géodésique pose que l'espace-temps, c'est l'ensemble des trajectoires possibles de toutes les particules possibles. Il s'agit de s'assurer que l'espace-temps est « inextensible », que l'on en a trouvé l'extension maximale, que l'on n'a pas oublié de point non-singulier : toutes les géodésiques doivent pouvoir être poursuivies jusqu'à l'infini (en terme d'un paramétrage affine) dans les deux directions temporelles ; sauf à tomber sur une « vraie » singularité. La condition de complétude géodésique depuis $s = -\infty$ jusqu'à $s = +\infty$ est équivalente à la non-existence de singularités de l'espace-temps qui sont les seuls lieux où peut « disparaître » (ou « naître ») une particule.

Pourtant, il existe des univers dont les invariants de courbure sont partout finis, tels que l'espace-temps soit inextensible mais dont certaines géodésiques sont incomplètes. D'où un théorème d'incomplétude géodésique qui permet de

définir un espace-temps singulier : un espace-temps qui possède au moins une géodésique incomplète. Ce théorème permet ainsi de prédire une singularité sans que l'on ait pour autant une définition claire d'une singularité... En fait on n'est toujours pas parvenu, que je sache, à définir ce qu'est une singularité d'une manière intrinsèque et tout à fait générale.

Une autre question — essentielle — est de savoir si les singularités (vraies) sont évitables ou non. Sont-elles le fruit des symétries du champ ? On conçoit que dans la question de l'effondrement gravitationnel dans le cadre de la symétrie sphérique la formation d'une singularité soit inévitable puisque toutes les particules vont se regrouper en un même lieu : en $r = 0$ dans le cas de l'espace-temps de Schwarzschild. Mais que se passe-t-il si le modèle possède une moindre symétrie ? La gravitation étant une force à longue portée strictement attractive la question a pu être résolue sous des conditions physiques raisonnables (positivité de l'énergie) : la formation de singularités est inévitable aussi bien dans le passé que dans le futur [Hawking & Penrose 1970].

La cosmologie, un lieu pour penser la relativité générale...

Comme on l'a vu, l'interprétation néo-newtonienne domine quasiment tous les travaux jusqu'aux années soixante et suffit à rendre compte des trop rares observations alors limitées à la banlieue solaire. Il faudra un demi-siècle pour mieux comprendre la théorie de la gravitation d'Einstein, pour en construire une interprétation plus cohérente. Un premier pas est fait en 1917 lorsqu'Einstein, qui tient tant à sa vision du principe de Mach, publie ses « Considérations cosmologiques » [Einstein 1917], et construit le premier espace évidemment courbé, topologiquement non trivial et pensé comme tel. En effet, le modèle dit d'Einstein, un modèle cosmologique statique n'est pas minkowskien à l'infini, il n'est pas « plat » mais cylindrique. Et ce n'est que le premier exemple d'un modèle structurellement courbé et non-minkowskien à l'infini. Le modèle que de Sitter découvre un an après, puis les modèles de Friedman constitueront au début des années vingt d'autres exemples d'espaces-temps vraiment courbés, des espaces fermés, ouverts, euclidiens... Qui ne seront compris et acceptés que dans la seconde moitié des années vingt. Ce sont des espaces-temps dont la structure est mathématiquement simple et sur lesquels ces cosmologues vont pouvoir réfléchir, travailler, s'entraîner à penser la relativité générale, sa structure et sa nouvelle interprétation.

Désormais, le cosmos, la présence de masses lointaines dans un univers fini semblent donner à la question des conditions aux limites à l'infini un contenu physique. Les implications observationnelles sont soit relatives à un nouvel effet de décalage des raies (lié à l'expansion), soit bien sûr topologiques. Mais il n'est pas question pour l'heure et avant longtemps d'un champ gravitationnel

fort qui pourrait avoir des répercussions sur la structure topologique locale des espaces-temps.

Ainsi, dès les années 1920, les relativistes doivent-ils faire face à des modèles cosmologiques qui ne sont plus *néo-newtoniens*, dont la structure géométrique est vraiment courbée, qui ne sont plus *minkowskiens* à l'infini. C'est un pas essentiel dans l'histoire de la relativité générale. Il est nécessaire de mettre la structure de l'espace-temps en question, en équation, de penser l'espace-temps comme projet. On prendra peu à peu conscience que chercher à résoudre n'importe quel problème, et en particulier construire un modèle d'étoile, c'est, — ce devrait être — construire ce que l'on appellera parfois un « univers ». Ce doit être poser, résoudre, un problème de cosmologie, c'est — bien sûr sans supposer que la structure à l'infini est *minkowskienne* — poser la question de la structure topologique, c'est résoudre un problème « global ». Et bien des travaux, bien des études ont et auront pour cadre l'infini ou pour objet l'étude des comportements physiques à l'infini. Car il est indispensable de poser, d'imaginer ce qui se passe « à l'infini ».

La prise de conscience de l'importance des singularités quant à la structure de l'espace-temps fait bien entendu partie de cette problématique ; comme on l'a vu, elle ne se fera que très lentement, difficilement, essentiellement grâce aux travaux des cosmologues dans le cadre de la solution de Schwarzschild. La cosmologie c'est le lieu où sera repensée la relativité générale.

La relativité générale au tournant des années soixante

Ce n'est qu'après les années soixante que « les relativistes », abandonnant peu à peu l'interprétation *néo-newtonienne* de la relativité générale, proposent une interprétation totalement nouvelle, « topologique » de leur théorie renaissante. On comprend que l'espace-temps doit être pour chaque solution, pour chaque modèle, reconstruit, réinterprété, de telle sorte qu'il représente l'univers que l'on a en projet. Le temps y est essentiel ; le temps propre bien entendu, sans aucun doute le concept-clef de la théorie. Les horloges qu'Einstein posait dès 1905, battent le temps propre de chaque atome et permettent de penser, de définir l'espace-temps, de contruire l'univers.

Cette nouvelle interprétation, dont trous noirs et cosmologie furent la clef, ouvre la relativité générale à l'astrophysique des champs gravitationnels forts. Des objets « exotiques », quasars, pulsars, étoiles à neutron, trous noirs (noirs puisqu'ils trappent les photons) vont prendre une place essentielle dans le champ théorique et observationnel.

Jusqu'alors limité aux trois effets « classiques » — avance du périhélie de Mercure, déviation des rayons lumineux près du Soleil, décalage vers le rouge

des raies spectrales — le champ des effets observés, « vérifiés », prend une tout autre ampleur après les années soixante. Ainsi du rayonnement de fond cosmologique observé par Penzias et Wilson en 1965, puis par l'expérience COBE en 1992 ; mais avant tout de l'avance du périhélie du pulsar double PSR 1913+16 mesuré par Hulse et Taylor en 1974 (dont l'ampleur est chaque jour celui de Mercure en un siècle), etc. Et à l'horizon, Ligo, Virgo qui tentent de détecter les ondes gravitationnelles prévues par la théorie.

Ce nouveau champ observationnel oblige une nouvelle génération de relativistes à développer des outils nouveaux qui permettront de mieux comprendre, de mieux vérifier la théorie bien au-delà des quelques secondes d'arc sur lesquels elle tenait jusqu'alors. C'est dans un contexte bien différent que se pense cette nouvelle interprétation « topologique », un contexte fait de champs de gravitation forts, de particules animées de vitesses proches ou égales à celle de la lumière, de courbures importantes, d'horizons et de singularités.

Aujourd'hui la relativité générale tient toujours et fort bien la route des observations. Mais, dans son cadre riemannien lourd à manœuvrer, elle reste isolée des théories de l'infiniment petit. La théorie unitaire des interactions physiques, sans doute indispensable pour comprendre ce qui se passe près d'une singularité vraie (comme celle qui se trouve au centre de la solution de Schwarzschild ou encore près du big-bang) ne semble pas être pour demain.

Bibliographie

BALIBAR, FRANÇOISE (ÉD.)

1989-1993 *Albert Einstein, Œuvres choisies, 5 vol.*, Paris : Le Seuil.

DE JANS, CARLO

1922 La trajectoire d'un rayon lumineux dans un champ de gravitation à symétrie sphérique, *Académie Royale de Belgique. Classe des Sciences, Mémoires*, 6, 1-41.

1923 Sur le mouvement d'une particule matérielle dans un champ de gravitation à symétrie sphérique, *Académie Royale de Belgique. Classe des Sciences, Mémoires*, 7, 1-117.

DE SITTER, WILLEM

1917 On the Relativity of Inertia. Remarks Concerning Einstein's Latest Hypothesis, dans *Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Section of Sciences. Proceedings*, 19, 1217-1225.

EARMAN, JOHN & EISENSTAEDT, JEAN

1999 Einstein and singularities, *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 30, 185-235.

EINSTEIN, ALBERT

- 1905 Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Annalen der Physik*, 17, 891–921, « Sur l'électrodynamique des corps en mouvement ».
- 1913 *Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation. I. Physikalischer Teil*, Leipzig; Berlin : B. G. Teubner.
- 1916 Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie, *Annalen der Physik*, 49, 769–822.
- 1917 Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie, dans *Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften (Berlin), Sitzungsberichte*, 142–152.
- 1939 On a stationary system with spherical symmetry of many gravitating masses, *Annals of Physics*, 40, 922–936.
- 1950 On the generalized theory of gravitation, *Scientific American*, 182, 13–17, in [Balibar 1989-1993, 185, vol. 3].

EISENSTAEDT, JEAN

- 1982 Histoire et singularités de la solution de Schwarzschild (1915-1923), *Archive for History of Exact Sciences*, 27, 157–198.
- 1986 La relativité générale à l'étiage : 1925-1955, *Archive for History of Exact Sciences*, 35, 115–185.
- 1987 Trajectoires et impasses de la solution de Schwarzschild, *Archive for History of Exact Sciences*, 37, 275–357.
- 1993 Lemaître and the Schwarzschild solution, dans *The Attraction of Gravitation : New Studies in the History of General Relativity. Proceedings of the Third International Conference on the History and Philosophy of General Relativity*, édité par EARMAN, JOHN, JANSSEN, MICHEL & NORTON, JOHN D., Einstein Studies, Boston : Birkhäuser, 353–389.
- 2005 *Avant Einstein. Relativité, lumière, gravitation*, Paris : Le Seuil.

FRIEDMAN, MICHAEL

- 1983 *Foundations of Space-Time Theories*, Princeton : Princeton University Press.

HAWKING, STEPHEN & PENROSE, ROGER

- 1970 The singularities of gravitational collapse and cosmology, dans *Royal Society of London. Proceedings*, t. A, 529–548.

HILBERT, DAVID

1916 Die Grundlagen der Physik : (zweite Mitteilung), *Mathematische Annalen*, 23 dec. 1916.

KRUSKAL, M. D.

1960 Maximal extension of Schwarzschild metric, *Physical Review*, 119, 1743–1745.

LANCZOS, CORNELIUS

1922 Ein vereinfachendes Koordinatensystem für die Einsteinschen Gravitationsgleichungen, *Physikalische Zeitschrift*, 23, 537–539.

LEMAÎTRE, GEORGES

1932 L'univers en expansion, *Société Scientifique de Bruxelles. Annales A*, 53, 51–85.

MICHELL, JOHN

1784 On the Means of Discovering the Distance, Magnitude, &c. of the Fixed Stars, in consequence of the Diminution of the Velocity of their Light, in case such a Diminution should be found to take place in any of them, and such other Data should be procured from Observations, as would be farther necessary for that Purpose. By the Rev. John Michell, B. D. F. R. S. In a letter to Henry Cavendish, Esq. F. R. S. and A. S., *Royal Society of London. Philosophical Transactions*, 74, 35–57.

RENN, JÜRGEN (ED.)

2007 *The Genesis of General Relativity*, Dordrecht : Springer.

ROBERTSON, HOWARD P. & NOONAN, THOMAS W.

1968 *Relativity and Cosmology*, Philadelphia : W. B. Saunders.

SCHWARZSCHILD, KARL

1916 Über das Gravitationsfeld einer Kugel aus inkompressibler Flüssigkeit nach der Einsteinschen Theorie, dans *Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften (Berlin), Sitzungsberichte*, 424–434.

STACHEL, JOHN

1979 The genesis of general relativity, dans *Einstein Symposion Berlin*, édité par NELKOWSKI, H., New York : Springer, 428–442.

SYNGE, JOHN L.

1950 The gravitational field of a particle, dans *Royal Irish Academy (Dublin), Proceedings*, t. 53, 83–114.

TAUB, A. H.

- 1951 Empty space-times admitting a three parameter group of motions,
Annals of Mathematics, 53, 472–490.

WHEELER, JOHN ARCHIBALD

- 1968 Our universe : The known and the unknown, *American Scholar*, 37,
248–274.