
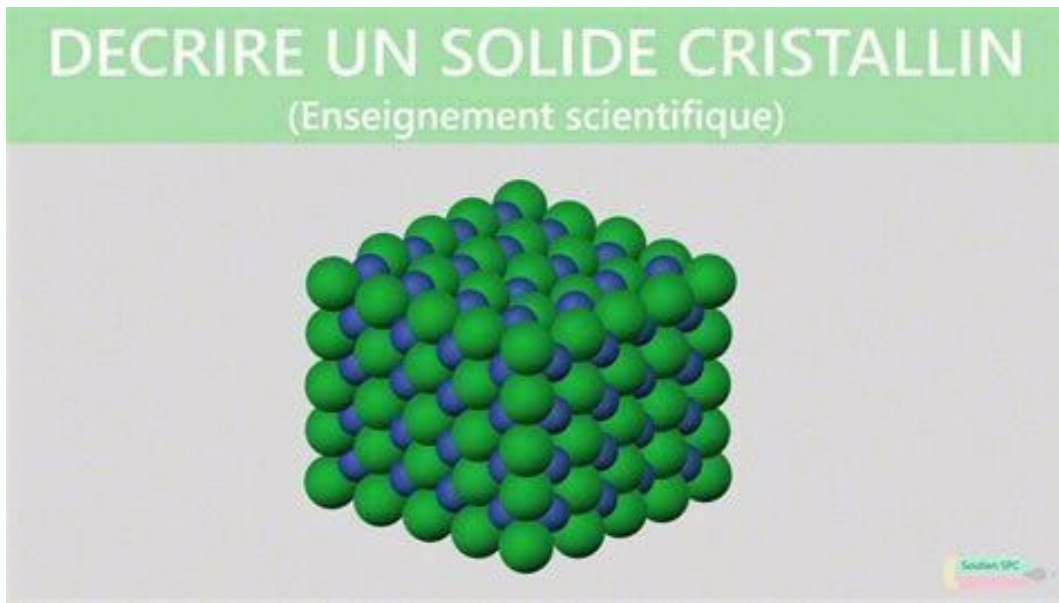


I'm not robot  reCAPTCHA

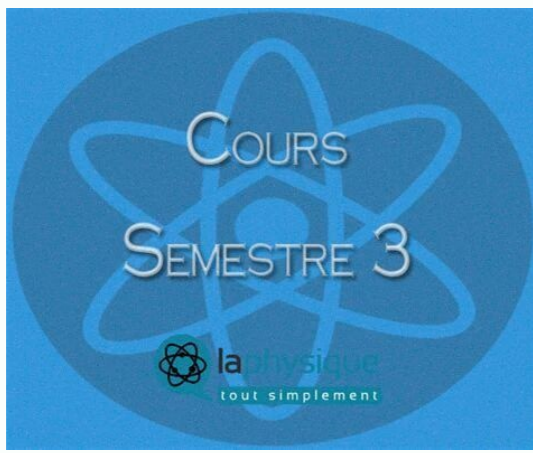
**I am not  
robot!**

## Physique de l'état solide Kittel pdf

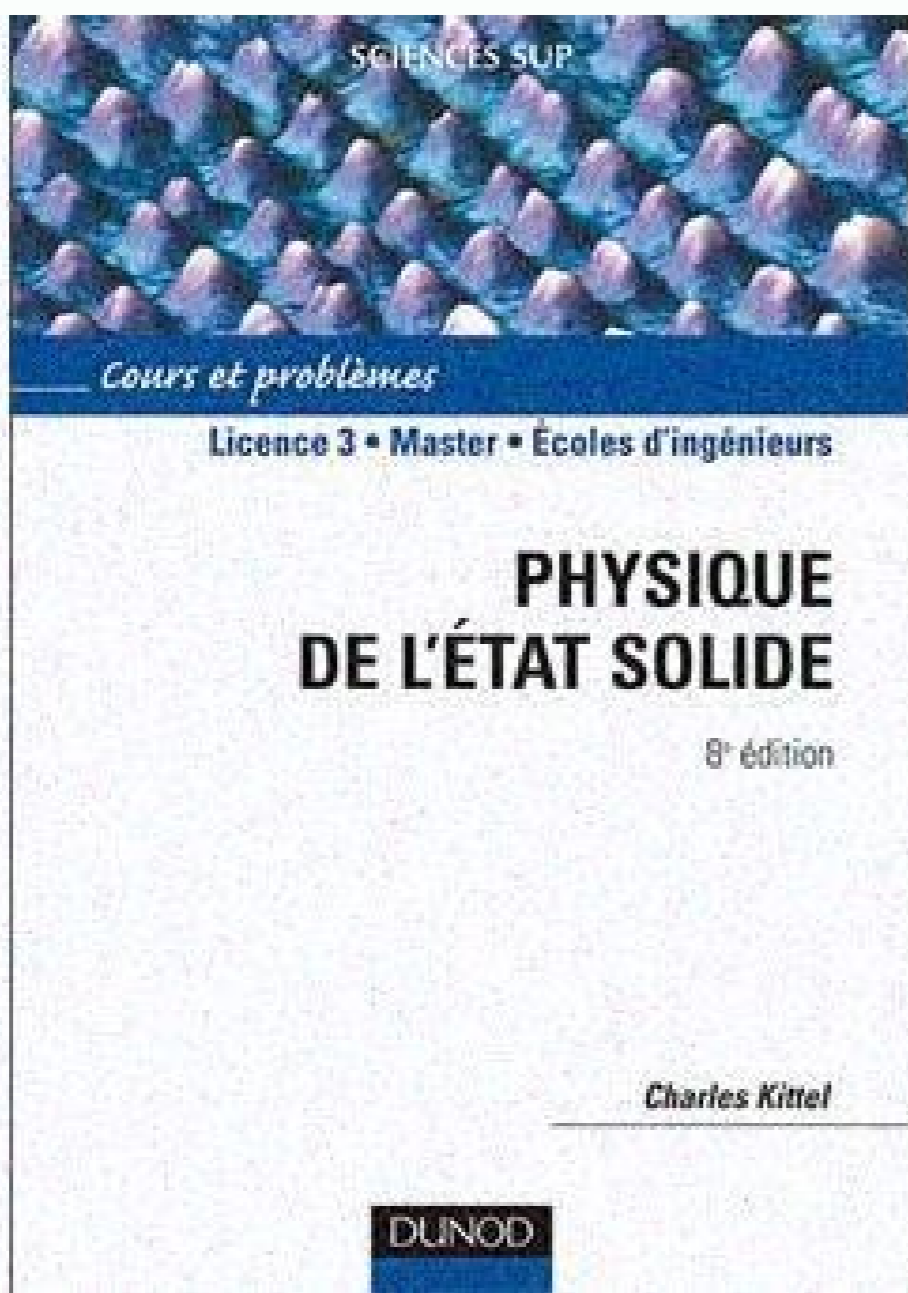
La physique de l'état solide décrit des propriétés qui résultent de la distribution des électrons dans les métaux, les semi-conducteurs et les isolants.



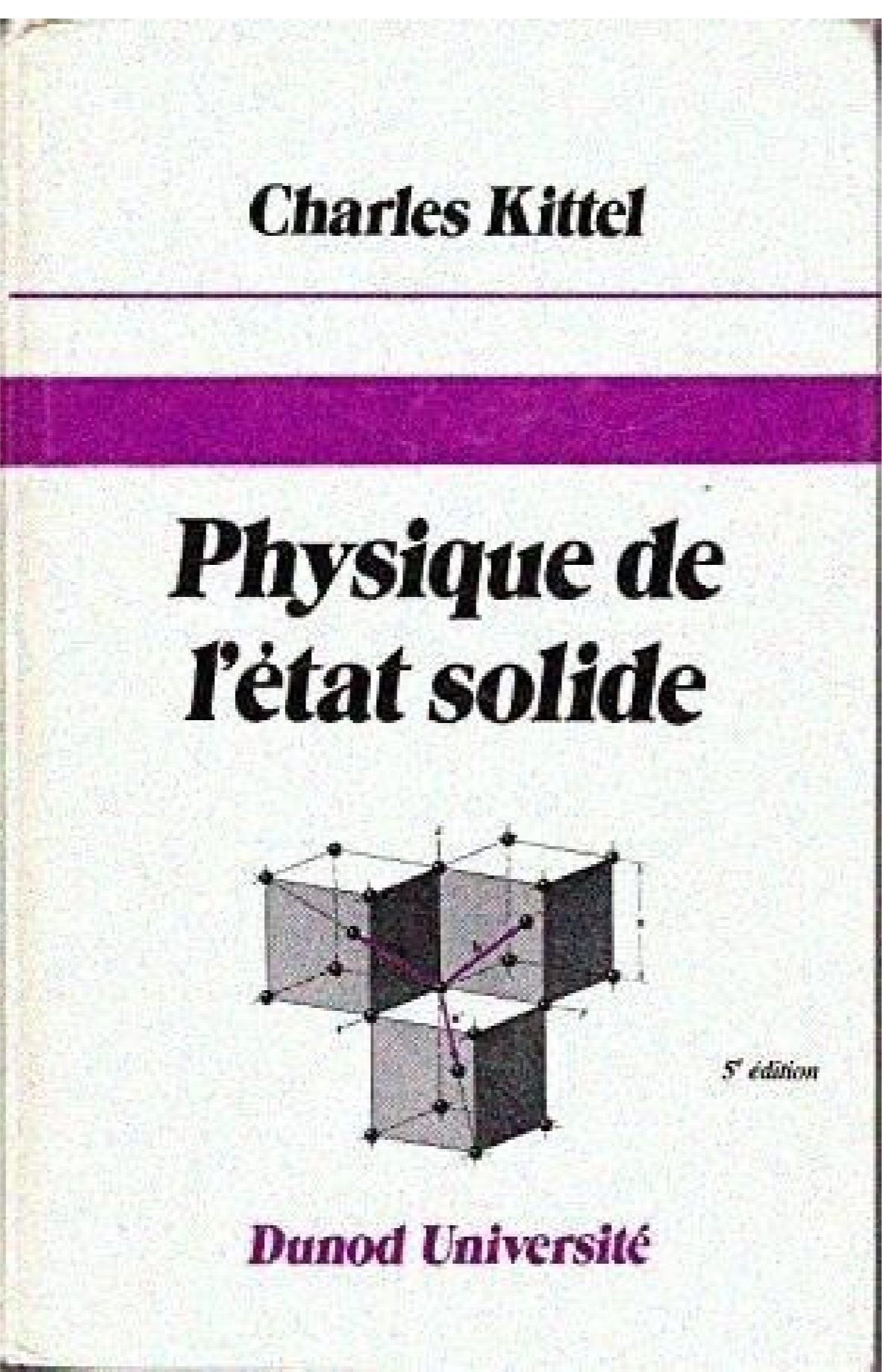
Le sujet est tout à fait propice à l'interaction entre expérience, application et théorie. Cette 7e édition dont le niveau théorique n'a pas changé, comporte de nouveaux thèmes tels que les nanostructures, les super-réseaux, les niveaux de Bloch/Wannier, l'effet tunnel Zener, les diodes électroluminescentes et les nouveaux matériaux magnétiques. Certaines avancées significatives ont été ajoutées ou discutées de façon plus approfondie notamment dans le domaine des supraconducteurs à haute température, de la microscopie électronique à balayage et des fibres optiques. [tesuzarop](#)



ECOLE D'INGENIEURS Physique de l'état solide 7e édition DUNOD Physique de l'état solide Charles Kittel Professeur émérite à l'Université de Berkeley Traduit par Nathalie Bardou Docteur es sciences physiques Evelyne Kolb Maître de conférences à l'Université Pierre-et-Marie Curie (Paris 6) 7e édition DUNOD L'auteur C.HAKIHS KITTKEL a enseigné la physique du solide à Berkeley de 1951 à 1978. Il fut auparavant membre du groupe de physique des solides des laboratoires Bell. Après des études au M.I.T. et à l'Université de Cambridge, il a préparé sa thèse de doctorat à l'Université du Wisconsin. Il est aujourd'hui membre de l'Académie des Sciences des Etats-Unis et de l'Académie américaine des Arts et des Sciences. Sa recherche en physique des solides a débuté par l'étude des résonances ferromagnétique, antiferromagnétique et paraferromagnétique et a porté sur les domaines magnétiques, les ondes de spins et les parois de domaines dans les aimants ferromagnétiques et les ferroélectriques. Ses travaux sur la structure cristalline de petites particules ont conduit à de larges applications dans l'enregistrement magnétique, le géomagnétisme et le bioélectromagnétisme. En collaboration avec des chercheurs de Berkeley, il a mené les premiers travaux sur la résonance cyclotron dans les semi-conducteurs. Ces travaux ont permis de comprendre la structure de bande du silicium, du germanium et de l'anti-monium d'indium avec leurs niveaux d'impuretés respectifs. Il a également travaillé à l'interprétation de la résonance magnéto-plasma dans les semi-conducteurs et de la résonance Alfvén dans les gouttes électron-trou du germanium. Dès la 1<sup>re</sup> édition, l'ouvrage destiné aux étudiants de 2<sup>e</sup> et 3<sup>e</sup> cycles universitaires a intégré les aspects élémentaires de la physique du solide. La 7<sup>e</sup> édition a la même vocation pour la génération actuelle d'étudiants. Traduction autorisée de la septième édition de l'ouvrage publié en langue anglaise sous le titre : "Introduction to Solid State Physics" par John Wiley & Sons, Inc. ©1990, by John Wiley & Sons, Inc. © Dunod, Paris, 1998 ISBN 2 10 003267 4 Préface Cet ouvrage est la 7e édition d'un traité de base en physique du solide et en science des matériaux. Il est destiné aux étudiants de 2<sup>e</sup> et 3<sup>e</sup> cycles universitaires ainsi qu'aux élèves-ingénieurs. Cette édition est une mise à jour de la 6e édition. Au cours de ses treize réimpressions, successives, des ajouts, des améliorations et des corrections, qu'il était temps de rassembler, ont été effectuées et de nouveaux thèmes ont été inclus. Certaines avancées significatives ont été ajoutées ou discutées de façon plus approfondie notamment dans le domaine des supraconducteurs à haute température ; des résultats de microscopie électronique à balayage sont exposés et la partie consacrée aux fibres optiques a été développée. Parmi les nouveautés de la présente édition, citons les nanostructures, les super-réseaux, les niveaux de Bloch/Wannier, l'effet tunnel Zener, les diodes électroluminescentes et les nouveaux matériaux magnétiques. L'ensemble de ce texte a été revu dans le but de conserver un nombre de pages et un prix raisonnables. Le niveau théorique du contenu n'a pas changé ; on discute davantage des matériaux usuels. La partie consacrée aux ondes et constantes élastiques qui avait été supprimée lors de la 4<sup>e</sup> édition est réintégrée ici car, comme beaucoup de lecteurs l'ont signalé, ce sujet n'est pas facile d'accès dans d'autres ouvrages. La partie qui traite des supraconducteurs est, quant à elle, plus développée que de coutume dans les ouvrages de ce niveau. La physique de l'état solide décrit des propriétés, souvent étonnantes et fort utiles, qui résultent de la distribution des électrons dans les métaux, les semi-conducteurs et les isolants. J'explique tout au long de ce livre, comment les excitations et les imperfections des solides réels peuvent être comprises à partir de modèles simples dont la puissance et la portée sont désormais solidement établies. Le sujet est propice à l'interaction entre expérience, application et théorie.



La physique de l'état solide décrit des propriétés qui résultent de la distribution des électrons dans les métaux, les semi-conducteurs et les isolants. Des modèles simples, dont la puissance et la portée sont désormais solidement établies, expliquent comment les excitations et les imperfections des solides réels peuvent être comprises. Le sujet est tout à fait propice à l'interaction entre expérience, application et théorie. Cette 7e édition dont le niveau théorique n'a pas changé, comporte de nouveaux thèmes tels que les nanostructures, les super-réseaux, les niveaux de Bloch/Wannier, l'effet tunnel Zener, les diodes électroluminescentes et les nouveaux matériaux magnétiques. Certaines avancées significatives ont été ajoutées ou discutées de façon plus approfondie notamment dans le domaine des supraconducteurs à haute température, de la microscopie électronique à balayage et des fibres optiques. La partie consacrée aux ondes et constantes élastiques a été réintégrée à la demande de nombreux lecteurs. Avec ses nombreux problèmes, ses résumés, ses bibliographies, ses appendices, ses quelque 600 figures, ce manuel de référence constitue un remarquable outil de travail pour les étudiants. Physique du solide avancée Petite histoire de la physique Physique des tas de sable Equations de la Physique Mathématique Mécanique Du Solide Applications Industrielles Spinoza : Une physique de la pensée Charles Kittel 2<sup>e</sup> CYCLE .



La physique de l'état solide décrit des propriétés qui résultent de la distribution des électrons dans les métaux, les semi-conducteurs et les isolants.



Avec ses nombreux problèmes, ses résumés, ses bibliographies, ses appendices, ses quelque 600 figures, ce manuel de référence constitue un remarquable outil de travail pour les étudiants. Physique du solide avancée Petite histoire de la Physique Physique des tas de sable Equations de la Physique Mathématique Mécanique Du Solide Applications Industrielles Spinosa : Une physique de la pensee Charles Kittel 2\* CYCLE. ECOLES D'INGENIEURS Physique de l'état solide 7e édition DUNOD Physique de l'état solide Charles Kittel Professeur émérite à l'Université de Berkeley Traduit par Nathalie Bardou Docteur es sciences physiques Evelyn Kolb Maître de conférences à l'Université Pierre-et-Marie Curie (Paris 6) T édition DUNOD L'auteur C.HAKIHS KITTCL. a enseigné la physique du solide à Berkeley de 1151 à l'178. Il fut auparavant membre du groupe de physique des solides des laboratoires Bell. Après des études au M.I.T. et à l'Université de Cambridge, il a préparé sa thèse de doctorat à l'Université du Wisconsin. 11 est aujourd'hui membre de l'Académie des Sciences des Etats-luis et de l'Académie américaine des Arts et des Sciences. Sa recherche eu physique des solides a débuté par l'étude des résonances ferromagnétique, antiเฟอร์โรمagnetic et paraiaugmétique et a porté sur les domaines magnétiques, les ondes de spins et les parois de domaines dans les aimants ferromagnétiques et les ferroélectriques. Ses travaux sur la structure héliodomainiale de petites particules ont conduit à de larges applications dans l'enregistrement magnétique, le géomagnétisme et le bioaugmétique. En collaboration avec des chercheurs de Berkeley, il a mené les premiers travaux sur la résonance cyclotron dans les semi-conducteurs. Ces travaux ont permis de comprendre la structure de bande du silicium, du germanium et de l'anti-ineure d'indium avec leurs niveaux d'impuretés respectifs. Il a également travaillé à l'interprétation de la résonance Alfvén dans les gouttes électron-trou du germanium. Dès la 1<sup>re</sup> édition, l'ouvrage destiné aux étudiants de 2<sup>o</sup> et 3<sup>o</sup> cycles universitaires a intégré les aspects élémentaires de la physique du solide. jamaissivux La 7<sup>o</sup> édition a la même vocation pour la génération actuelle d'étudiants. Traduction autorisée de la septième édition de l'ouvrage publié en langue anglaise sous le titre : irxmoim Timx ro soim srxn- mrsics par (olil Wiley &\* Sons, Inc. ©1990, by John Wiley & Sons, Inc. © Dunod. Paris, 1998 ISBN 2 10 003267 4 Préface Cet ouvrage est la 7e édition d'un traité de base en physique du solide et en science des matériaux. Il est destiné aux étudiants de 2L et 3L cycles universitaires ainsi qu'aux élèves- ingénieurs. Cette édition est une mise à jour de la 6e édition. Au cours de ses treize réimpression>> successives, des ajouts, des améliorations et des corrections, qu'il était temps de rassembler, ont été effectués et de nouveaux thèmes ont été inclus. Certaines avancées significatives ont été ajoutées ou discutées de façon plus approfondie notamment dans le domaine des supraconducteurs à haute température ; des résultats de microscopie électronique à balayage sont exposés et la partie consacrée aux fibres optiques a été développée. Parmi les nouveautés de la présente édition, citons les nanostructures, les superréseaux, les niveaux de Bloch/Wannier. l'effet tunnel Zener, les diodes électroluminescentes et les nouveaux matériaux magnétiques. famuxuxdu L'ensemble de ce texte a été revu dans le but de conserver un nombre de pages et un prix raisonnables. Le niveau théorique du contenu n'a pas changé ; on discute davantage des matériaux usuels. La partie consacrée aux ondes -et constantes élastiques qui avait été supprimée lors de la 4<sup>e</sup> édition est réintégrée ici car, comme beaucoup de lecteurs l'ont signalé, ce sujet n'est pas facile d'accès dans d'autres ouvrages. La partie qui traite des supraconducteurs est, quant à elle, plus développée que de coutume dans les ouvrages de ce niveau. La physique de l'état solide décrit des propriétés, souvent étonnantes et fort utiles, qui résultent de la distribution des électrons dans les métaux, les semi-conducteurs et les isolants. J'explique, tout au long de ce livre, comment les excitations et les imperfections des solides réels peuvent être comprises à partir de modèles simples dont la puissance et la portée sont désormais solidement établies.

Le sujet est propice à l'interaction entre expérience, application et théorie. La version anglaise et ses nombreuses traductions ont apporté à plusieurs générations d'étudiants une image claire des processus physiques. De plus, ce livre plaît aux étudiants car il leur offre la possibilité de travailler en petits groupes. Les enseignants pourront s'appuyer sur cet ouvrage pour préparer leur propre cours. Cependant, il y a deux manières classiques de présenter, sélectionner et ordonner les différents thèmes. Si les étudiants disposent de bases suffisantes en mécanique quantique, l'enseignant pourra aborder la théorie quantique de l'électron dans les solides à une dimension en commençant par le gaz d'électrons libres du chapitre 6 et les bandes d'énergie du chapitre 7. Il est préférable de traiter le réseau réciproque à trois dimensions (chapitre 2) avant d'aborder les semi-conducteurs (chapitre 8) et les surfaces de Fermi (chapitre 9). Les structures cristallines, les liaisons cristallines et les phonons pourront être considérés comme des lectures complémentaires. Dans une approche plus progressive, les huit premiers chapitres seront étudiés successivement et correspondent au programme de base pour un semestre. VI Préface Que dire de la mécanique statistique ? saphodde Aborder les potentiels chimiques dans un cours de physique constitue toujours une difficulté pédagogique. Cette barrière intellectuelle vient de l'absence de clarté des écrits de J.W. Gibbs qui a découvert et expliqué le phénomène un siècle auparavant. Herbert Kroeiner et moi-même avons clarifié la physique des potentiels chimiques dans les premiers chapitres du livre que nous avons rédigés sur la physique thermique. Les revues approfondissent largement tous les sujets traités dans ce livre ainsi que de nombreux autres ; c'est pourquoi, en toute connaissance de cause, je ne cite que les articles les plus représentatifs. Il ne faut pas voir dans cette sélection un manque de respect à ceux qui se sont lancés les premiers sur ces sujets. Les notations cristallographiques sont et les celles couramment utilisées en physique. Les équations importantes ont été écrites dans les deux systèmes d'unités SI et CGS lorsqu'ils diffèrent. Font exception à cette règle, les légendes des figures, les résumés de chapitres ainsi que les longs passages du texte pour lesquels une indication unique (substituer 1 à c ou 1 à 1=4<sup>o</sup> dans les formules) permet de passer d'un système à l'autre. Les tables des matières de plusieurs chapitres sont assorties de remarques sur les conventions adoptées pour faciliter l'utilisation parallèle des deux systèmes. Il est apparu utile et peu contraignant d'introduire dans ce livre des systèmes d'unités. Les tableaux sont donnés en unités conventionnelles. Le symbole e désigne la charge du proton ; c'est donc une quantité positive. tedapexukhvi

La notation [18] indique que l'on se réfère à l'équation numéro 18 du chapitre en cours, tandis que [3.18] renvoie à l'équation 18 du chapitre 3 ; les figures sont repérées de la même manière. Un accent circonflexe ou un chapeau sur un vecteur, k par exemple, indique que ce vecteur est unitaire. Peu de problèmes sont à proprement parler faciles ; la plupart ont été connus afin de prolonger le thème du chapitre. Cette nouvelle édition doit beaucoup aux conseils du professeur Steven G. Louie. Je suis reconnaissant à P. Allen, M. Beasley, D. Chema, T.-C. Chiang, M.L. Cohen, M.G. Craford, A.E. Curzon, D. Eigler, L.M. Falicov, R.B. Frankel, J. jaxore Friedel, T.H. Geballe, D.M. Ginsberg, C. Herring, H.F. Hess, N. Holonyak Jr., M. Jacob, J. Mamin, P. McEuen, J.G. Mullen, J.C. Phillips, D.E. Prober, Marta Puebla, D.S. Rokhsar, L.

Takacs, Tingye Li, M.A. Van Hove, E.R. Weber, R.M. White, J.P. Wolfe et A. Zettl pour les corrections, les données et les illustrations. J'ai une dette particulièrement grande envers Clifford Mills de l'équipe de Wiley qui a supervisé la publication, envers Cathy Donovan pour sa habilité à intégrer les ajouts dans les treize impressions successives et envers Suzanne Ingrao, de Ingrao Associates, pour ses compétences et sa compréhension pendant les étapes éditoriales.

C. KITTEL Notes des traductrices La présente édition a bénéficié, pour un certain nombre de chapitres, des travaux des éditions antérieures.

Pour cette raison, nous tenons particulièrement à remercier les traducteurs des éditions précédentes, notamment Robert Mécy et Michèle Pommelle, qui ont assuré la traduction de la 5e édition sous la direction de Cl aire Ditas.

Dans la 7<sup>e</sup> édition, nous avons respecté autant (pie possible la démarche pédagogique de Charles KITTEL. Il nous est parfois arrivé de modifier ou de compléter légèrement le texte anglais. En partia llier, nous avons rajouté certaines notes de bas de page (repérées par \*), essentiellement lorsque le terme anglais n'avait pas d'équivalent français.

fhajabulone C'est notamment le eus des sigles techniques, pour lesquels la dénomination anglaise est la plus couramment utilisée. Nous avons également choisi de conserver les références des figures déjà présentes dans la 5e édition, afin que le lecteur puisse se reporter facilement aux articles ou aux ouvrages correspondants.

Dans la 7<sup>e</sup> édition, il est parfois fait référence à d'autres ouvrages de Char.es Kittel., notamment TP pour Thermal Physics et IQS ou QTS pour Quantum Thermal Physics. Cet ouvrage constitue une synthèse très complète des nombreux domaines abordés en physique des solides et des surfaces et en science des matériaux. Nous espéons que la présente édition apportera au lecteur une vue globale des différentes évolutions de la physique actuelle. Nathalie Bardol Evelyn Kolb Sommaire Guide des principaux tableaux XI Quelques références de base XIII 1. Structure cristalline 1 2. Réseau réciproque 23 3. Liaison cristalline et constantes élastiques 51 4. Phonons 1. Vibrations du réseau 91 5. Phonons

magnétique nucléaire 139 16.2 Déplacements de Knight en RMN dans des éléments magnétiques 450 18.1 Coefficients de diffusion et énergies d'activation 484 18.2 Energie d'activation Et du mouvement d'une lacune d'ion positif 485 18.3 Énergies d'absorption expérimentales des centres F(ey) 487 19.1 Relaxation de la distance interplanaire entre les couches les plus externes de la surface des métaux propres et non reconstruits 494 19.2 Traux de sortie électronique 499 20.1 Comparaison du module le cisaillement et le la limite élastique 524 20.2 Méthodes d'évaluation ties densités des dislocations 533 21.1 Rapports électrons/atomes des composés électroniques 549 Quelques références de base Bases de physique statistique C. Krrai., and H. Krokmr, Thermal physics, 2<sup>e</sup> éd., Freeman, 1980. Appelé TP dans le texte. puzozoso Contient une discussion claire et complète du potentiel chimique et de la statistique des semi-conducteurs. Recueil de problèmes H.J. GotjksMi<sup>o</sup>, éd., Problems in solid state physics, Académie Press, 19(08. Collections spécialisées F. mudo SFTZ, D. T'RNBL'L et H. EhrkrRElui, Solid state physics, advances in research and applications, Académie Press. Cité dans le texte sous le nom de Solid state physics. Textes spécialisés R.E. PotRi-S, Quantum theory of solids, Oxford, 1955. C. Kittki, Quantum theory of solids, 2e édition, Wiley, 1987, avec un

appendice des solutions de C.Y. Fong. Appelé TQS ou QTS dans le texte.

Traduction française Théorie quan- tique du solide, Dunod, 1967. J.M. Ziman, Prinriples ofthe theory ofsolids, 2e éd., Cambridge, 1972. valavine W. Jonks et N.H. March, Twioral solid state physics, Wiley, 1972, 2 volumes. J. Calli.way, Quantum theory of the solid slate, Académie Press, 2e édition, 1991. 2 volumes. N.W. Ashcroft et N.D. Mermin, Solid slate physics, Holt, Rinehart, Winston, 1976. Physique expérimentale R.V. Coleman, éd., Solid slate physics, volume 11 de Methods of experimental physics, L. MaRton, éd., Académie Press, 1974. R. Daiyen, Introduction lo applied solid state physics, 2V éd., Plénum, 1990. Constitue une introduction claire dans de nombreux domaines de la physique.

Littérature Le document bibliographique moderne le plus valable est le Srienfilr citation index. Pour trouver des références et des valeurs sur des sujets précis, consulter l'index des formules des Chemical abstrats et l'index des sujets des Physirs abstrats et des Solid slate abstraris. De bonnes bibliographies accompagnent souvent les articles de Reports on progress in physics, CRtical reviews in solid state sciences, Solid slate physics, Simgrrr tracts in modem physics, Reviews of Modern Physics, Soviet Physics (Uspekhi) et Advances in physics. Les Solid state physics littérature guidas (Plénum) sont également intéressants à consulter. Chapitre 1 Structure cristalline RÉSEAUX PÉRIODIQUES D'ATOMES 3 Vecteurs de translation et réseau 4 La base et la structure cristalline 5 Maille élémentaire du réseau 6 Types réticulaires fondamentaux 7 Systèmes cristallins à deux dimensions 9 Systèmes cristallins à trois dimensions 9 Système d'indices des plans cristallins 12 Structures cristallines simples 14 Structure du chlorure de sodium 14

Structure du chlorure de césium 16 Structure hexagonale compacte 17 Structure du diamant 18 Structure cubique du sulfure de zinc 19 Visualisation de la structure atomique 20 Structures cristallines non idéales 20 Empilement aléatoire et polytypisme 21 Données sur les structures cristallines 21 Résumé 21 Problèmes 22 1. Angles entre les liaisons tétraédriques 22 2. Indices des plans 23 3. Structure hc 22 Bibliographie 22 UNITÉS 1. Å = 1 angström = H-8 cm = 0,1 nm = 10<sup>10</sup> m. \*=-1 M N\* . ■■< III l» l' l m>1 «1 l' r- m. -tl-ll nir J l l (b) F-W Figure 1 Relation entre la forme extérieure des cristaux et la forme des éléments constitutifs. Ces éléments sont identiques en (a) et (b) mais des faces différentes sont engendrées. (c) Clivage d'un cristal de sel gemme. La physique de l'état solide est largement consacrée à l'étude des cristaux et des électrons dans ces cristaux. L'étude de l'état solide commença au début de ce siècle, après la découverte de la diffraction des rayons X et la publication d'une série de calculs et de prédictions simples mais exactes sur les propriétés cristallines. Quand un cristal croît dans un milieu invariable, sa forme reste inchangée tout au long de la croissance, comme si des éléments constitutants identiques étaient ajoutés de façon continue au cristal (fig. 1). Ces éléments constitutants sont des atomes ou des groupes d'atomes : un cristal est un réseau périodique tridimensionnel d'atomes. Ceci était déjà connu an xviii<sup>e</sup> siècle quand les minéralogistes découvrirent que les directions de toutes les faces d'un cristal pouvaient être indexées par des nombres entiers.

Seul un arrangement de paillcnes identiques en réseau périodique tridimensionnel peut expliquer cette loi de rationalité des indices<sup>1</sup>. Le 8 juin 1912, une communication intitulée « effets d'interférences des rayons de Rokngkn » fut faite à l'Académie bavaroise des sciences de Munich. Dans la première partie de cette communication. Lait développe une théorie élémentaire de la diffraction des rayons X par un réseau périodique d'atomes. Dans la seconde partie, Fridrici et KMPPIN; rapportent les premières observations expérimentales de diffraction de rayons X par des cristaux 2. Ce travail prouva définitivement que les cristaux sont formés d'un réseau périodique d'atomes.

Partant d'un modèle atomique bien établi, les physiciens pouvaient pousser plus loin leurs investigations. Ces études ont, depuis, été étendues aux solides amorphes ou non cristallins, aux verres et aux liquides. Ce vaste domaine, connu sous le nom de physique de la matière condensée, est aujourd'hui l'un des plus grands et probablement l'un des plus dynamiques parmi les domaines de la physique. RÉSEAUX PÉRIODIQUES D'ATOMES Un cristal idéal peut être constitué par une répétition régulière, dans tout l'espace, d'imités structurales identiques. Dans les cristaux les plus simples connue le cuivre, l'argent, le fer, l'aluminium et les alcalins, l'unité structurale contient un seul atome.

Le plus petit volume d'un cristal peut également être constitué d'un grand nombre d'atomes ou de molécules. On décrit la structure de tous les cristaux par un réseau périodique ; à chaque nœud de réseau est attaché un groupe d'atomes. Ce groupe est appelé la base ; elle est répétée dans l'espace pour former le cristal. Rl J l u Y. l'wii d'uir t henné sur hl stria trix fies l'f'vrl'v. l'ans, 17H4 ; l'mite de rnstnl' l'ijhijh' Paris. LSUI 2 Pour des comptes rendus des premières .innées des études de rrisiaux par dilfraction de rayons X, voir P. P. F.W.U.H, éd., l'f'vyein.s mX-riy diffraction. A. Oosthock's l'igeverisnjr, L'irerlu, 1012. 4 Physique de l'état solide Vecteurs de translation et réseau Le réseau est défini par trois vecteurs de translation fondamentaux a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub>, de telle manière que l'arrangement atomique soit identique autour d'un point r ou autour de tout point : r\* = r + M.a<sub>1</sub> + w2a<sub>2</sub> + w3a3 [1] ou m., u2, M.i sont des entiers arbitraires. L'ensemble des points r définit un réseau [1] pour toutes les valeurs des entiers u<sub>1</sub>, u<sub>2</sub>, k<sub>3</sub>, définit un réseau. Un réseau est un arrangement périodique régulier de points dans l'espace. Un réseau est une abstraction mathématique : la structure cristalline n'est formée que lorsque l'on attache la même base d'atomes à chaque nœud du réseau. La relation logique est la suivante ; réseau + base = structure cristalline. [2] Le réseau et les vecteurs de transmission a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub> sont dits primitifs si un couple quelconque de points r, r' autour desquels l'arrangement atomique est identique satisfait la relation [1] pour un choix convenable des entiers t<sub>1</sub>, u<sub>2</sub>, K<sub>3</sub>. Cette définition des vecteurs de translation primitifs garantit qu'il n'y a pas de maille de plus petit volume pouvant servir à construire la structure. Nous utilisons souvent les vecteurs de translation primitifs pour définir les axes cristallins, bien que des vecteurs non primitifs puissent cependant être utilisés lorsqu'ils sont plus simples. Les axes cristallins a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub> forment les trois arêtes adjacentes d'un parallélépipède. Si les nœuds du réseau sont situés uniquement aux sommets du parallélépipède, ce parallélépipède est le pal allélépipède primitif On dit que l'on effectue une translation du réseau lorsque l'on déplace le cristal parallèlement à lui-même par un vecteur de translation du cristal : T = t.a<sub>1</sub> + M2a<sub>2</sub> + M3a3 [3] Deux points quelconques du réseau sont reliés par un vecteur de ce type. Dans la description

de la structure cristalline, on doit toujours répondre à trois questions importantes : Quel est le réseau ? Quels axes cristallins a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub> voulons-nous utiliser pour décrire le réseau ? Quelle est la base ? Il y a toujours plus d'un réseau possible pour une structure donnée et plus d'un réseau possible pour un réseau donné. Nous ne pouvons pas déterminer la base avant d'avoir choisi le réseau et les axes que nous désirons utiliser. Quel que soit le choix des axes cristallins, si la base a été correctement déterminée en fonction dr ces axes on obtient les mêmes résultats (ainsi pour les diagrammes de diffraction dr rayons X). Les opérations de symétrie laissent la structure cristalline invariante. Elles comprennent les opérations de translation du réseau [3]. Il peut y avoir aussi des rotations et des symétries appelées transformations ponctuelles. Autour des nœuds du réseau ou de certains points d'un parallépipède élémentaire, il peut y avoir des rotations et des symétries qui laissent la structure cristalline invariante. Enfin, il peut y avoir des transformations composées, formées du produit de translations et de transformations ponctuelles. De nombreux manuels de cristallographie se consacrent largement à la description des opérations de symétrie. La structure cristalline de la figure 2 a été tracée de telle manière que les seules opérations de symétrie y soient des translations. La structure cristalline de la figure 3 est invariante par des translations et des symétries. Structure cristalline S Figure 2 Portion d'un cristal d'une molécule de protéine imaginaire, dans un monde à deux dimensions (nous avons choisi une molécule de protéine pour qu'elle ait peu de chance d'avoir une symétrie propre). Le paysage atomique dans le cristal est identique pour un observateur placé en r' que pour un observateur placé en r à condition que le vecteur T qui relie r' à r puisse être exprimé comme un multiple entier de a<sub>1</sub> et de a<sub>2</sub>. Dans la figure 2, T = -a<sub>1</sub> + 3a<sub>2</sub>. Les vecteurs a<sub>1</sub> et a<sub>2</sub> sont des vecteurs de translation fondamentaux du réseau à deux dimensions Figure 3 Comparable à la figure 2, mais les molécules de protéine sont associées par paires. Les vecteurs de translation du cristal sont ai et a2. Une rotation de n radians autour de chacun des points marqués x transformera le cristal en lui-même.

Il en est ainsi également pour les points équivalents d'autres mailles mais nous avons seulement marqué par x les points d'une maille particulière. La base et la structure cristalline A tous les nœuds du réseau, on attache une base d'atomes ; chacune d'elles doit être identique en composition, orientation et position des atomes. Une structure cristalline -est formée de l'addition d'une base à chaque nœud du réseau, comme dans la figure 4. Dans les figures 4 et 3 le réseau est indiqué par des points ; dans la figure 4 les points sont supprimés. Il peut y avoir seulement un atome dans la base comme il peut y avoir plusieurs atomes. La position du centre de l'atome j dans la base est repérée par : r. = Xj.a<sub>1</sub> + y<sub>j</sub> a<sub>2</sub> + zj.a<sub>3</sub> [4] par rapport à un point du réseau. Nous pouvons nous arranger pour que 0 = x<sub>j</sub>'j et 3 le vecteur de l'état solide (a) Réseau contenant deux ions différents Figure 4 La structure cristalline est formée de l'addition de la base (b) à chaque nœud du réseau (a) En regardant (c) on peut reconnaître la base, et donc construire par la pensée le réseau Les positions relatives de la base et du réseau important peu. (c) Structure cristalline Maille élémentaire du réseau Le parallépipède (fig. 5b) défini par les axes primitifs a<sub>1</sub>a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub> est appelé maille primitive. Une maille primitive est un cas particulier de maille, ou maille élémentaire. Une maille permet de remplir tout l'espace si on lui applique les opérations de translation cristallines convenables : une maille primitive est une maille de volume minimal. Il y a diverses façons de choisir les axes primitifs et la maille primitive d'un réseau donné. Pour chacun de ces choix, le nombre d'atomes contenus dans la base primitive est le même. Une maille primitive ne contient qu'un seul nœud. Si la maille primitive est un parallépipède avec un nœud à chacun des huit sommets du parallépipède, chaque sommet est commun à huit mailles : 8 x - = 1. 8 Le volume d'une maille définie par les axes a<sup>o</sup> a<sub>2</sub>, a<sub>3</sub>, est : Vc = |a<sub>1</sub> ■ a<sub>2</sub> x a<sub>3</sub>|. [5] la base associée au nœud d'une maille primitive peut être appelée base primitive. Aucune autre base ne peut contenir moins d'atomes. Une autre façon de choisir une maille de volume égal à V<sub>c</sub> est montrée sur la figure 6. La maille ainsi formée est connue des physiciens sous le nom de maille primitive de Wigner-Seitz. Structure cristalline 7 a1 (b) (c) Figure 5 (a) Nœud d'un réseau à deux dimensions. (b) Maille primitive de Wigner-Seitz. (c) Maille primitive de Bravais.

Toutes les paires de vecteurs a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub> sont des vecteurs de translation du réseau. Mais a<sup>o</sup> et a<sup>2</sup> ne sont pas des vecteurs de translation primitifs car on ne peut former le vecteur d<sub>1</sub> translation T par une combinaison linéaire entière de a<sup>o</sup> et a<sup>2</sup><sup>o</sup>. Toutes les autres paires de a<sub>1</sub> et a<sub>2</sub> qui ont été dessinées, peuvent être prises comme vecteurs fondamentaux du réseau.

Les parallélogrammes 1, 2, 3, ont des aires égales et chacun d'eux peut être pris comme maille élémentaire. Le parallélogramme 4 a une aire double de celle d'une maille primitive. (b) Maille élémentaire d'un réseau à trois dimensions. (c) Supposons que ces points représentent des atomes identiques : tracez sur la figure une famille de nœuds du réseau, un choix d'axes primitifs, une maille élémentaire, et la base (motif atomique) associée à un nœud. Figure 6 Une maille élémentaire peut être obtenue aussi de la manière suivante : (1) on trace les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins : (2) on trace les plans médiateurs de ces segments (ou les médiatrices dans un espace à deux dimensions). Le plus petit volume enclou de cette façon est la maille élémentaire de Wigner- Seitz. Tout l'espace peut être rempli par ces mailles, de la même façon que pour les mailles de la figure 5. \ ' / / / TYPES RETICULAIRES FONDAMENTAUX Les réseaux cristallins sont invariants par les translations T ou par les diverses autres opérations de symétrie. Un exemple typique est la rotation autour d'un axe passant par un nœud du réseau. On peut trouver des réseaux qui possèdent des axes de rotation de l'ordre n de la figure 7. 8 Physique de l'état solide d'ordre n, deux, trois, quatre ou six qui laissent ces réseaux invariants, ce qui correspond à des rotations de 2π, 2π/3, 2π/4, 2π/6 radians ou de multiples de ces angles de rotation. Ces axes de rotation sont désignés par les symboles 1, 2, 3, 4 et 6. On ne peut pas trouver un réseau invariant par d'autres rotations que celles qui viennent d'être citées (ainsi, par exemple, 2π/4 radians et 2π/5 radians sont exclues). Une molécule unique peut avoir une symétrie de rotation de n'importe quel ordre, mais cela n'est pas possible pour un réseau périodique infini. On peut bâtir un cristal avec des molécules possédant individuellement un axe de rotation d'ordre 5 mais le réseau n'en pourra pas posséder cet axe d'ordre 5. La figure 7 montre ce qui se passe lorsqu'on essaie de construire un réseau périodique d'ordre 5 ; il est impossible de rendre joints Figure 7 Un axe de rotation d'ordre cinq ne peut exister dans un réseau, car il n'est pas possible de remplir l'espace avec un pavage continu de pentagones. On peut cependant remplir l'espace avec deux types exacts de « carreaux de pavage » ou polygones élémentaires. Un quasi- cristal est une assemblée quasi périodique non aléatoire de 2 types de figures. Les quasi-cristaux sont exposés à la fin du chapitre 2. Figure 8 (a) Un plan de symétrie parallèle aux faces du cube, (b) Un plan diagonal de symétrie d'un cube, (c) Les trois axes quaternaires d'un cube, (d) Les quatre axes ternaires d'un cube, (e) Les six axes binaires d'un cube.

tous les pentagones ; ceci prouve que les symétries d'ordre 5 ne sont pas compatibles avec les translations du réseau. On appelle groupe ponctuel l'ensemble des opérations de symétrie qui laissent le réseau invariant lorsqu'on les applique autour d'un nœud du réseau. Les rotations possibles ont été énumérées précédemment. Nous pouvons aussi avoir des symétries par rapport à un plan passant par le nœud, notées m. La symétrie inverse est formée d'une rotation de π et d'une symétrie par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de rotation ; l'effet résultant est de transformer : r en -r. Les axes et plans de symétrie d'un cube sont donnés à la figure 8. Structure cristalline 9 Systèmes cristallins à deux dimensions On peut imaginer un nombre illimité de réseaux possibles car les longueurs des vecteurs de translation a, a<sub>1</sub> ou l'angle

Nous devons imposer des conditions sur a, a<sub>2</sub> si l'on veut que le réseau possède une de ces symétries. Elles sont au nombre de quatre et chacune conduit à ce que l'on peut appeler un système cristallin particulier. Dans un espace à deux dimensions, il y a donc cinq systèmes réticulaires différents, le système oblique et les quatre systèmes particuliers présentés figure 9. Ces différents systèmes sont appelés réseaux de Bravais ; nous dirons qu'il y a cinq réseaux de Bravais à deu dimensions. Systèmes cristallins à trois dimensions Dans l'espace à trois dimensions il y a quatorze réseaux de Bravais classés dans le tableau 1. Le système le plus général est le réseau triclinique, les treize autres réseaux sont particuliers. Les quatorze types de réseaux peuvent être groupés en sept systèmes (A Réseau carre |a<sub>1</sub>| = |a<sub>2</sub>|V = W (B) Réseau hexagonal |a<sub>1</sub> = |a<sub>2</sub>|V=120<sup>o</sup> a<sub>2</sub> et a<sub>3</sub> > a<sub>1</sub> Figure 9 (c) Réseau rectangulaire |a<sub>1</sub>|,|a<sub>2</sub>|,p = W (d) Réseau rectangulaire centre les axes sont traces dans le cas d'une maille élémentaire et une maille rectangulaire pour laquelle 10 Physique de l'état solide d'après les sept types conventionnels de mailles : triclinique, monoclinique, orthorhombique, cubique, trigonal et hexagonal. La distinction entre les systèmes se fait en donnant les relations axiales qui décrivent la maille. Les mailles représentées figure 10 sont les mailles conventionnelles.

Parmi ces mailles, seule la maille du réseau cubique simple est primitive. Une maille non primitive montre parfois mieux les relations de symétrie du cristal que la maille primitive. es ce cfc Figure 10 Les réseaux cubiques. Les mailles figurées sont les mailles conventionnelles. Dans le système cubique on trouve trois réseaux : le réseau cubique simple (es), le réseau cubique centré (ce) et le réseau cubique à faces centrées (cfc). Les caractéristiques de ces trois réseaux cubiques sont résumées dans le tableau 2. La maille primitive du réseau cubique centré est dessinée sur la figure 11 ; les vecteurs de translation fondamentaux de ce réseau sont représentés sur la figure 12. Ceux du réseau cubique à faces centrées sont montrés figure 13. Une maille élémentaire contient seulement un nœud alors que la maille cubique conventionnelle en contient deux (dans le cas du ce) ou quatre (dans le cas du cfc). Les positions d'un point de la maille sont données par [4] avec les coordonnées atomiques x, y, z, l'origine étant prise sur un sommet de la maille : chaque coordonnée est une fraction des paramètres a, b, c de la maille. Ainsi les coordonnées du centre de la maille sont -, et les centres des faces sont - (0 ; 011-10) Figure 11 Réseau cubique centré, montrant une maille élémentaire. Celle-ci est un rhomboédre de côté ~y/a et d'angle 109 ° 28'. \* 11 est à noter que le terme approprié en Français est plutôt « réseau quadratique » Structure cristalline 11 Tableau 1 Les 14 types de réseaux tridimensionnels Système Tri c linique Monoclinique Orthorhombique Tétraagonal Cubique Trigonal Hexagonal Nombre de reseaux 1 2 4 2 3 1 Symboles des réseaux P C C P,C,I F P I P ou es /ou ce F ou cfc R Conditions sur les axes et les angles des mailles













Zéner que l'on rencontre le plus souvent dans une simple jonction telle que la diode Zéner. r RÉSUMÉ 1.1. Le mouvement d'un paquet d'ondes centrés sur le vecteur d'onde  $k$  est décrit par  $V = \hbar dk/dt$ .  $F$  est la force appliquée.

Le mouvement dans l'espace réel est obtenu à partir de la vitesse de groupe  $v_g = \hbar^{-1} \nabla_k \epsilon(k)$ . 2. La masse effective  $m^*$  d'un électron est d'autant plus faible près de la bande interdite que celle-ci est étroite. 3. Un cristal avec un trou a un état électronique vide dans une bande complètement remplie. Les propriétés du trou sont celles des  $N-1$  électrons. a) Si le vecteur d'onde de l'état de l'électron manquant est  $\hbar k$  le vecteur d'onde du trou est  $-\hbar k$ . b) La vitesse de variation de  $k$  dans un champ demande que l'on assigne une charge positive à ce trou :  $e_p = -e$ . c) Si  $v_g$  est la vitesse qu'aurait un électron d'état  $k$ , la vitesse du trou de vecteur d'onde  $k$  est  $v_t = -v_g$ . d)

L'énergie du trou en prenant comme origine celle d'une bande remplie est positive et vérifie  $\epsilon(k_t) = -\epsilon(k_e)$ . e) La masse effective d'un trou est opposée à la masse effective d'un électron au même point d'une bande d'énergie :  $m_t^* = -m_e^*$ . PROBLEMES 1.

Orbites d'impuretés L'antimoine l'indium a  $\epsilon_g = 0.23$  eV ; pour une constante diélectrique  $\epsilon = 18$  et pour une masse effective de l'électron  $m_e^* = 0.015 m_0$ , calculez : a) L'énergie d'ionisation dans l'état des donneurs. b) Le rayon de l'orbite dans l'état fondamental. 210 Physique de l'état solide c) À partir de quelle concentration minimale en donneurs y aura-t-il des effets d'interpénétration des orbitales d'atomes d'impuretés adjacents? Cette interpénétration tend à produire une bande d'impureté — bande de niveaux d'énergie qui permet la conductivité par un mécanisme de sauts pour lequel les électrons passent d'un site d'impureté à un site voisin d'impureté ionisée. 2. Ionisation des donneurs Dans un certain semiconducteur il y a  $10^{13}$  donneurs/cm<sup>3</sup>, avant une énergie d'ionisation  $E_i$  de  $1 \times 10^{-3}$  eV et une masse effective de  $1 \times 10^{-2} m_0$ . a) Quelle est la concentration en électrons de conduction à  $4 K$ ? b) Quelle est la valeur de la constante de Hall? N.B. Supposez qu'il n'y a pas d'atomes accepteurs et que  $E_g \gg k_B T$ . 3. Effet Hall avec deux types de porteurs Dans l'hypothèse de concentrations  $n, p$  ; de temps de relaxation  $\tau_e, \tau_h$  ; de masses  $m_e, m_h$ , montrez que la constante de Hall est  $1/p - nb^2$  (CGS)  $r_H = \frac{1}{q} \frac{m_h^2 \tau_e - m_e^2 \tau_h}{m_h^2 \tau_e + m_e^2 \tau_h}$  où  $b = \hbar / M$  est le rapport des mobilités. Dans le calcul, négligez les termes d'ordre  $B^2$ . En SI nous supprimons le  $c$ . Suggestion. En présence d'un champ électrique longitudinal, trouvez le champ électrique transversal tel que le courant transversal s'annule.

Le calcul peut sembler pénible, mais le résultat en vaut la peine. Utilisez 16-641 mais pour deux types de porteurs ; négligez  $(\text{coer})^2$  par rapport à  $\text{coer}$ . 4. Résonance cyclotron pour une surface d'énergie ellipsoïdale  $\epsilon(\mathbf{k}) = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$ . Considérons la surface d'énergie où  $m_x$  représente la masse transversale et  $m_z$  la masse longitudinale. La surface d'énergie  $\epsilon(\mathbf{k})$  constante est un ellipsoïde.

Utilisez l'équation du mouvement (6), avec  $v = \hbar^{-1} \nabla \epsilon$ , pour démontrer que  $\text{coer} = cB / (m m_x)$  lorsque le champ magnétique statique est parallèle au plan  $xy$ . Ce résultat est en accord avec la formule (34) lorsque  $\epsilon = \hbar^2 / 2m$ . Le résultat est exprimé en CGS ; si l'on considère le système SI il faut supprimer  $c$ . 5. Magnétorésistance avec deux types de porteurs Le problème 6.9 montre que l'approximation de la vitesse de dérive pour le mouvement des porteurs de charge soumis à un champ magnétique ou électrique ne conduit pas à l'obtention d'une magnétorésistance transversale. Le résultat est différent dans le cas où l'on considère deux types de porteurs. Considérons un conducteur caractérisé par une concentration  $n$  d'électrons dont la masse effective est  $m_e$  et dont le temps de relaxation est  $\tau_e$ , et par une concentration  $p$  de trous dont la masse effective est  $m_h$  et le temps de relaxation est  $\tau_h$ . Étudiez le cas limite des champs magnétiques très intenses,  $\omega_c \tau \gg 1$ . a) Montrez que dans cette limite :  $\rho_{yx} = (-1) \frac{p m_e \tau_e}{n m_h \tau_h} B$ . Montrez que le champ de Hall est donné par :  $\hbar \omega_c \tau_e = \frac{1}{n} \left( \frac{m_h \tau_h}{m_e \tau_e} - 1 \right) E$ , (avec  $Q = m_e$ ) et qu'il s'annule pour  $n = p$ . c) Montrez que la conductivité effective dans la direction  $x$  est égale à :  $\sigma_x = \frac{1}{4} \frac{1}{n} \frac{1}{p} B^2$ . Si  $n = p$ ,  $\sigma_x$  tend vers une limite indépendante de  $B$  lorsque  $B$  cristaux semi-conducteurs 211 BIBLIOGRAPHIE K. Seeger, Semiconductor Physics : an introduction, 4e éd., Springer, 1999. R. Daisson, Introduction to applied solid state physics, 2e éd., Plénum, 1990. R.A. Smith, Semiconductors, Cambridge, 2e éd., 1978. S.M. Sze, Semiconductor devices, physics and technology, Wiley, 1985. M.L. Cohen and J.R. Chevalikowsky, Electronic structure and optical properties of semiconductor, 2e éd., Springer, 1989. G.W. Beensaker and H Van Houten, «Quantum transport in semiconductor nanostructures», Solid state physics 44, 1 (1991). G. Bastard et al., «Electronics states in semiconductor heterostructures», Solid state physics 44, 230 (1991). FailsRedigétSkatitRikaPalidzibaPiecjamibaAtklüdet