



Université de Groningue

Mobilité locale des porteurs de charge dans des transistors à effet de champ organiques désordonnés

Tanase, C; Meijer, EJ; Blom, PWM; de Leeuw, DM

Publié dans:

Electronique Organique

EST CE QUE JE

[10.1016/S1566-1199\(03\)00006-5](https://doi.org/10.1016/S1566-1199(03)00006-5)

NOTE IMPORTANTE : Il est conseillé de consulter la version éditeur (PDF de l'éditeur) si vous souhaitez citer il. Veuillez vérifier la version du document ci-dessous.

Version du document

PDF de l'éditeur, également appelé version de l'enregistrement

Date de publication:

2003

[Lien vers la publication dans la base de données de recherche de l'Université de Groningen/UMCG](#)

Citation de la version publiée

(QUOI):

Tanase, C., Meijer, EJ., Blom, PWM. et de Leeuw, DM. (2003). Mobilité locale des porteurs de charge en désordre transistors à effet de champ organiques. *Electronique Organique*, 10.1016/S1566-1199(03)00006-5

droits d'auteur

En dehors d'un usage strictement personnel, il est interdit de télécharger ou de transmettre/distribuer le texte ou une partie de celui-ci sans l'accord du auteur(s) et/ou détenteur(s) des droits d'auteur, sauf si l'œuvre est sous une licence de contenu ouvert (comme Creative Commons).

La publication peut également être distribuée ici selon les termes de l'article 25fa de la loi néerlandaise sur le droit d'auteur, indiqué par la licence « Taverne ».

De plus amples informations peuvent être trouvées sur le site Web de l'Université de Groningen : <https://www.rug.nl/library/open-access/self-archiving-pure/taverne-amendment>.

Politique de retrait

Si vous pensez que ce document viole le droit d'auteur, veuillez nous contacter en fournissant des détails et nous supprimerons immédiatement l'accès à l'œuvre. et étudiez votre réclamation.

Téléchargé depuis la base de données de recherche de l'Université de Groningen/UMCG (Pure) : <http://www.rug.nl/research/portal>.  
Le nombre d'auteurs indiqués est limité à 10, page grande

Pour des raisons techniques, le



ELSEVIER

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

SCIENCE @ DIRECT®

Électronique organique 4 (2003) 33–37

**Organic  
Electronics**
[www.elsevier.com/locate/orgel](http://www.elsevier.com/locate/orgel)

## Mobilité des porteurs de charge locaux dans les organismes désordonnés transistors à effet de champ

C. Tanase <sup>a,\*</sup>, EJ Meijer <sup>b,c</sup>, PWM Blom <sup>d</sup>, DM de Leeuw <sup>b</sup>

<sup>a</sup> Centre des sciences des matériaux et DPI, Physique des semi-conducteurs organiques, Université de Groningue, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningue, Pays-Bas

<sup>b</sup> Laboratoires de recherche Philips, 5656 AA Eindhoven, Pays-Bas

<sup>c</sup> Département de physique appliquée et DIMES, Université de technologie de Delft, Lorentzweg 1 2628 C.J Delft, Pays-Bas

<sup>d</sup> Centre des sciences des matériaux, physique des semi-conducteurs organiques, Université de Groningue, Nijenborgh 4, 9747 AG Groningue, Pays-Bas

Reçu le 23 septembre 2002 ; reçu sous forme révisée le 20 mars 2003 ; accepté le 1er avril 2003

### Abstrait

Dans les transistors à effet de champ classiques, la mobilité extraite ne prend pas en compte la répartition de charge transporteurs. Cependant, dans les transistors à effet de champ organiques désordonnés, la mobilité locale des porteurs de charge diminue à partir de l'interface semi-conducteur/isolant dans la masse, en raison de sa dépendance à la densité des porteurs de charge. Il est démontré que la mobilité conventionnelle par effet de champ est une bonne approximation de la mobilité locale des porteurs de charge au niveau interface.

© 2003 Elsevier Science BV Tous droits réservés.

PACS: 72.80.Le; 73.61.Ph; 85.60.Jb

Mots clés : Poly (3-hexyl thiophène) ; Transistor à effet de champ ; Mobilité des porteurs de charges

### 1. Introduction

Les polymères conjugués ont attiré l'attention comme matériaux prometteurs pour les applications dans les diodes électroluminescentes (PLED) [1,2] et les effets de champ transistors (FET) [3–5]. Un point important dans comprendre et développer les dispositifs basés sur les semi-conducteurs organiques est le mécanisme de frais de transport par transporteur. La plupart des films organiques ont une structure amorphe et le désordre domine le transport de charges. Ces dernières années, certains des modèles basés sur des piègeages et relâchements multiples [6],

saut de plage variable [7] et limite de grain [8] ont été utilisés pour expliquer le transport à l'intérieur semi-conducteurs organiques. Pour les LED polymères, une considération importante pour la modélisation des appareils est la répartition non uniforme des charges dans l'appareil. Pour les transistors polymères à effet de champ (FET) les porteurs de charge sont induits par une électrode de grille à travers une couche isolante. Les équations FET standard métal-oxyde-semi-conducteur pour l'extraction la mobilité à effet de champ prend en compte le total quantité de charges induites (C<sub>IVG</sub>), mais pas leur distribution dans le canal [9]. Dans cet article, l'extraction de la mobilité des porteurs de charge pour les FET organiques désordonnés avec une charge non uniforme la distribution est décrite.

\* Auteur correspondant. Tél. : +31-50-363-8336.

Adresse e-mail : [c.tanase@phys.rug.nl](mailto:c.tanase@phys.rug.nl) (C. Tanase).

## 2. Résultats et discussion

### Une structure schématique d'un type p organique

Le transistor à effet de champ est représenté dans l'encadré de la figure 1. En appliquant une tension négative à l'électrode de grille, le haut de la bande de valence se courbe vers le haut, plus proche du niveau de Fermi. Cette flexion de bande donne atteindre une couche d'accumulation positive généralement de 1 à 2 nm dans le semi-conducteur à côté de l'interface [dix]. Appliquer une tension  $V_D$  entre la source et le contact de drain donne naissance à un courant dans le canal:

$$I \propto \frac{W}{L} \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} V_{\text{GS}} V_{\text{DS}} \quad (1)$$

avec  $W$  et  $L$  la largeur et la longueur du canal,  $C_{\text{ox}}$  le montant total de la charge accumulée porteurs,  $V_D=L$  le champ électrique dans le canal, et  $I$  la mobilité des porteurs de charge. La chaîne progressive une approximation est utilisée, ce qui signifie que la tension de grille appliquée est beaucoup plus grande que la tension de la source tension de drain. Dans cette approximation, les variations le long du canal source-drain peuvent être négligés. Par ailleurs, il convient de noter que l'utilisation du quantité totale de charge induite ( $C_{\text{ox}}$ ) dans l'équation. (1) est valable uniquement lorsque tous les supports de charge ont le même mobilité.

Dans ce cas, la mobilité par effet de champ est déterminée en utilisant l'équation [9]

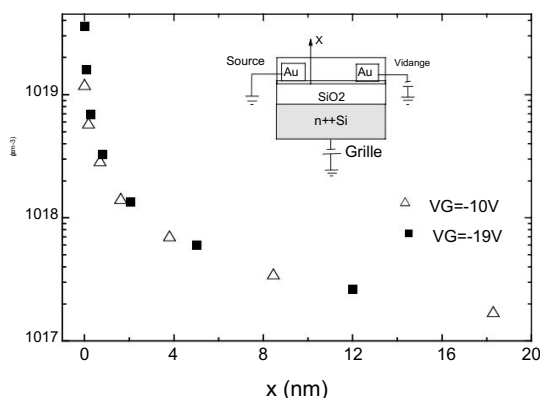


Fig. 1. Distribution calculée numériquement des porteurs de charge dans le canal d'accumulation perpendiculaire au semi-conducteur/interface isolante pour un semi-conducteur non dopé pour grille tensions de  $V_G = 10$  V et  $V_G = 19$  V. L'encadré montre un schéma d'un transistor à effet de champ organique.

$$I \propto \frac{W}{L} \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} V_{\text{GS}} V_{\text{DS}} \quad (2)$$

Contrairement aux monocristallins conventionnels silicium dans les semi-conducteurs organiques désordonnés les propriétés de transport sont dominées par des états [7,10]. En raison d'une augmentation des frais densité de porteurs les états inférieurs de la matière organique Les semi-conducteurs sont remplis et toute charge supplémentaire dans le système nécessitera moins d'énergie d'activation pour les sauts vers les sites voisins. En conséquence le la mobilité sera renforcée et dépend donc de la densité de porteurs de charge. Pour la compréhension de les caractéristiques de transfert des semi-conducteurs organiques, il est important de réaliser que dans un FET, le la densité des porteurs de charge n'est pas uniformément répartie dans le canal d'accumulation, mais dépend du distance de l'interface. Par conséquent, la mobilité qui dépend des porteurs de charge n'est pas uniformément répartie dans la couche d'accumulation. Le La conséquence est que pour un  $V_G$  donné, une distribution de les mobilités des porteurs de charge sont présentes dans le milieu organique FET. Dans cet article, la répartition de la population locale mobilité dans le canal d'accumulation de FET désordonnés et sa pertinence pour les extraits la mobilité par effet de champ est décrite. Dans un rayon de 2 nm à partir de l'interface, la mobilité diminue généralement par un facteur de 2 à 4.

Dans un premier temps, la distribution des porteurs de charge dans le canal actif d'un FET organique est calculé. Un système dopé involontairement est considéré. Dans l'approximation progressive du canal, la distribution des porteurs de charge doit être décrite uniquement dans la direction perpendiculaire au semi-conducteur/interface isolant ( $x$ ). Utiliser l'équation de Poissons et la relation entre le champ électrique dans le  $x$  direction (voir encadré de la Fig. 1) et le potentiel dans le canal pour tension source-drain nulle [11], la répartition du champ électrique dans la couche d'accumulation est donnée par

$$\text{Effet } \propto \frac{2}{e_0 \epsilon_r Z} \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right) \quad (3)$$

où  $V$  est le potentiel local, qui varie de zéro loin dans la masse du semi-conducteur à  $V$  dans le canal d'accumulation,  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique relative du semi-conducteur, et  $q$  est

densité de porteurs de charge. Nous supposons que  $n$  au niveau de la région d'interface a la même valeur que dans le volume. La distribution potentielle en fonction de  $x$  découle de la relation

$$\frac{dV_0}{dx} = -\frac{qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_r} x \quad (4)$$

où  $V_0$  est le potentiel de surface de l'interface semi-conducteur/isolant (S/I). A partir de la variation du potentiel induit par la grille  $V_g$  en fonction de la distance  $x$ , la densité de trous  $p_0$  peut être calculée. La charge induite par unité de surface  $Q_{ind}$  est liée à la tension de grille comme suit :

$$Q_{ind} = C_{ox} (V_g - V_{fb}) \quad (5)$$

où  $C_{ox}$  est la capacité de l'isolant par unité de surface,  $F_{ox}$  est le champ électrique à l'interface S/I et  $V_{fb}$  est la tension à bande plate. En augmentant la tension de grille, le potentiel de surface augmente, ce qui entraîne une augmentation de la densité des porteurs de charge. En supposant que  $V_{fb} = 0$ ,  $p_0$  est calculé pour un semi-conducteur non dopé avec  $C_i = 15.5 \text{ nF/cm}^2$  et  $\epsilon_r = 2.9$ . Sur la figure 1, la concentration de porteurs de charge en fonction de la distance  $x$  est représentée pour des tensions de grille de  $V_g = 19 \text{ V}$  et  $V_g = 10 \text{ V}$  à température ambiante. Il apparaît qu'à  $V_g = 19 \text{ V}$ , la densité des porteurs de charge diminue de  $3.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  à l'interface semi-conducteur/isolant ( $x = 0$ ) à  $1.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à une distance de  $2 \text{ nm}$  de l'interface. Pour  $V_g = 10 \text{ V}$ , la charge totale induite est environ la moitié de celle de  $V_g = 19 \text{ V}$ . Il convient de noter que la distribution de charge calculée n'est pas spécifique aux semi-conducteurs organiques mais est généralement applicable aux dispositifs à effet de champ de semi-conducteurs non dopés dans le régime de fonctionnement linéaire, puisqu'il ne dépend que de  $C_i$  et  $\epsilon_r$ .

Afin de prendre en compte la mobilité dépendante de la densité des porteurs de charge dans les FET organiques désordonnés, un modèle récemment développé par Vissenberg et Matters [7] est utilisé. Dans leur modèle, le transport de charges est régi par des sauts entre états localisés. Pour un tel système à faible niveau de dopage, le niveau de Fermi est placé dans les états extrêmes de la distribution gaussienne et la densité d'états (DOS) est approchée par une exponentielle. En utilisant la théorie de la percolation, ils ont trouvé une expression

la conductivité du système. La conductivité obtenue est utilisée pour trouver une expression de la mobilité locale des porteurs de charge  $\mu$  en fonction de la densité des porteurs de charge :

$$\mu = \frac{r_0}{C_{ox}} \frac{p_0 T_0}{\exp(p_0 T_0)} \quad (6)$$

où  $r_0$  est le préfacteur de la conductivité,  $a_1$  est le paramètre de chevauchement effectif entre les états localisés,  $T_0$  donne la largeur de l'exponentielle,  $B_c$  est le nombre critique pour le début de la percolation et  $C_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_r / L$  est la capacité des systèmes amorphes  $B_c$  est 2:8 [12]. Cette équation prédit une dépendance de la loi de puissance de  $\mu$  avec  $q$ . Il convient de noter que dans les semi-conducteurs désordonnés, la dépendance de la mobilité au champ et à la température est systématiquement décrite par des modèles basés sur le saut dans un DOS gaussien [13, 14]. Ces modèles sont développés spécifiquement pour les faibles densités de porteurs de charge. Pour des densités de porteurs élevées, comme dans le canal d'accumulation d'un FET, un modèle décrivant la dépendance de la mobilité sur la densité de porteurs de charge dans un DOS gaussien n'est pas disponible. En tenant désormais compte de la dépendance spatiale de la densité et de la mobilité des porteurs de charge, le courant à effet de champ est calculé sur le canal d'accumulation :

$$I_{SD} = \frac{q}{LZ} \int_0^{x_{max}} \mu(x) p(x) dx \quad (7)$$

où  $x_{max}$  représente l'épaisseur de la couche d'accumulation qui est supposée suffisamment grande pour que  $V_g \gg V_{fb}$ . En appliquant les équations. (3) – (7) aux caractéristiques de transfert des FET désordonnés fournissent ensuite des informations sur la distribution de la densité et de la mobilité des porteurs de charge dans le canal actif du FET.

Sur la figure 2, la caractéristique de transfert pour les transistors organiques à base de poly (2,5-thiénylène vinylène) (PTV) et le poly(3-hexylthiophène) (P3HT) à température ambiante est présenté. Au-dessus d'un fort

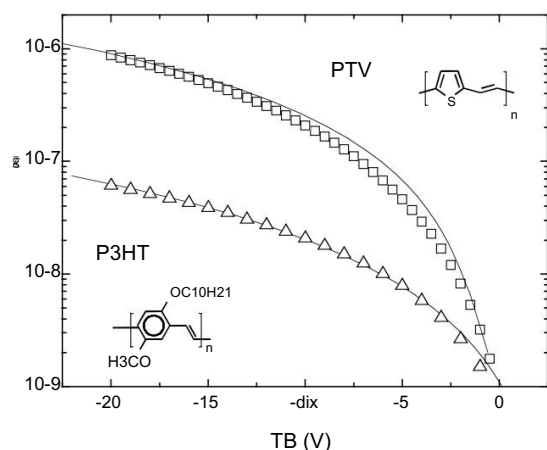


Fig. 2. Courant de drain en fonction de la tension de grille d'un PTV et d'un P3HT transistor à effet de champ pour température ambiante (prise au niveau d'un drain tension de 2 V). Les courants de drain calculés (équation (7)) sont indiqués par des lignes pleines. Les encarts montrent les structures chimiques de PTV et P3HT.

np-Si dopé utilisé comme contact de grille et isolant couche de SiO<sub>2</sub> utilisée comme diélectrique était thermiquement grand. Contacts dorés pour la source et le drain les contacts ont été évaporés sur SiO<sub>2</sub>. Le substrat a ensuite été traité avec de l'hexa-méthylsilazane (HMDS) pour rendre la surface hydrophobe. Enfin, le polymère a été appliqué par centrifugation sur le dessus. Les appareils mesurés ont un canal de 10 μm en longueur et 2 cm de largeur pour PTV et 2,5 mm en la largeur pour P3HT et l'épaisseur du film est de 200 nm.

Le PTV a été préparé via une voie précurseur [10] avec un poids moléculaire d'environ 100 000 g/mol et est un semi-conducteur amorphe homogène.

Le P3HT a été préparé via le premier synthèse McCullough, a un poids moléculaire de 40 000 g/mol et un taux d'impuretés très faible.

La microstructure de la solution traitée P3HT se compose de domaines nanocristallins intégrés dans une matrice amorphe [15]. Pour cette raison, le mince

Le film P3HT peut également être considéré comme un film désordonné. système avec des états localisés provenant de défauts structuraux. À partir de mesures dépendantes de la température sur les FET PTV et P3HT,  $\mu_0 \approx 1:6 \cdot 10^6$  S/m,  $\mu_1 \approx 1:6 \cdot 10^{10}$  m et  $T_0 \approx 425$  K ont

été obtenu pour P3HT et  $\mu_0 \approx 5:6 \cdot 10^6$  S/m,  $\mu_1 \approx 1:5 \cdot 10^{10}$  m et  $T_0 \approx 382$  K pour PTV, respectivement [16]. En utilisant l'équation. (7) sur la figure 2, les caractéristiques de transfert calculées pour les PTV et

Les P3HT-FET sont affichés (lignes continues). Sur la figure 2, il on voit que pour  $V_g \approx 0$  V les transistors sont « éteints », indiquant qu'il n'y a pas de dopage involontaire. L'augmentation non linéaire de le courant du canal est décrit par la mobilité dépendante de la densité. Un autre mécanisme possible car les courants limités par injection peuvent être exclus de mesures de potentiométrie sans contact sur P3HT, qui présentent également un fort comportement non linéaire [17].

Connaissant ces paramètres, la mobilité peut être calculé à partir de l'équation. (6). Sur la figure 3, la mobilité locale correspondante est tracée pour  $V_g \approx 19$  V. à température ambiante pour le PTV et le P3HT. C'est a démontré que pour PTV la mobilité locale  $\mu_{\text{local}}$  varie de  $2,1 \cdot 10^3$  cm<sup>2</sup>/V s à l'interface à  $1 \cdot 10^3$  cm<sup>2</sup>/V s à une distance de 2,7 nm du

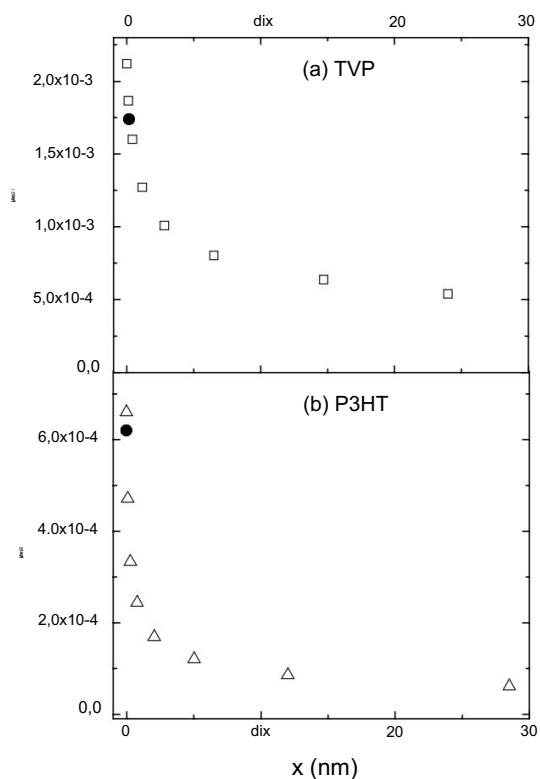


Fig. 3. Mobilité locale des porteurs de charge en fonction de la position dans la couche d'accumulation pour PTV- et P3HT-FET à  $V_g \approx 19$  V (carrés pour PTV et triangles pour P3HT) et le mobilité à effet de champ extraite telle que déterminée à partir de l'équation. (2) à  $V_g \approx 19$  V (point).

interface à température ambiante (Fig. 3 (a)). Pour P3HT,  $\mu_{\text{eff}}$  varie de  $6,6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V s}$  à l'interface à  $1,7 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V s}$  à une distance de 2 nm de l'interface pour  $V_G = 19 \text{ V}$  (Fig. 3(b)).

Ainsi, en raison de la densité inhomogène des porteurs de charge dans un FET désordonné, la mobilité locale démontre une forte variation dans le canal actif.

Pour l'interprétation du transport de charge dans les FET désordonnés, il est crucial de comprendre comment une telle distribution de mobilité se compare à la mobilité conventionnelle à effet de champ extraite. Sur la figure 3, la mobilité locale (équation (6)) et à effet de champ (équation (2)) est comparée. Il apparaît que la mobilité locale des porteurs de charge à l'interface semi-conducteur/isolant à  $V_G = 19 \text{ V}$  est 15 % et 9 % plus grande que la mobilité à effet de champ extraite pour PTV (voir Fig. 3 (a)) et P3HT (voir Fig. 3 (b)), respectivement. La raison de cette différence relativement faible est que (comme le montrent les figures 1 et 3) non seulement une grande partie des porteurs de charge est située à proximité de l'interface, mais également que ces porteurs de charge ont la mobilité la plus élevée. En conséquence, le courant à effet de champ est principalement déterminé par les porteurs de charge à l'interface. Par conséquent, l'erreur due à l'approximation utilisée dans l'équation. (1), à savoir que tous les porteurs de charge ont la même mobilité, est relativement faible.

### 3. Conclusions

En conclusion, dans les transistors organiques désordonnés, la dépendance de la mobilité avec la tension de grille est déterminée par la dépendance des porteurs de charge de la mobilité locale. En tenant compte de la répartition de la densité des porteurs de charge dans le canal actif perpendiculairement à l'isolant, la mobilité locale a été calculée en fonction de la position dans la couche d'accumulation. Il est démontré que pour les FET organiques désordonnés, malgré les fortes variations de la mobilité locale dans le milieu actif

canal, la mobilité conventionnelle par effet de champ est une estimation relativement bonne de la mobilité locale des porteurs de charge à l'interface.

### Les références

- [1] JH Burroughes, DDC Bradley, AR Brown, inf. Marks, K. Mackay, RH Friend, PL Burn, AB Holmes, *Nature* (Londres) 347 (1990) 539.
- [2] PWM Blom, MCJM Vissenberg, JN Huiberts, HCF Martens, HFM Schoo, *Appl. Phys. Allumé.* 77 (2000) 2057.
- [3] M. Matters, DM de Leeuw, MJCM Vissenberg, CM Hart, PT Herwig, T. Geuns, CMJ Mutsaers, CJ Drury, *opt. Maître.* 12 (1999) 189.
- [4] H. Sirringhaus, N. Tessler, RH Friend, *Science* 280 (1998). 1741.
- [5] HEA Huitema, GH Gelinck, JBPH van der Putten, KE Kuijk, CM Hart, E. Cantatore, PT Herwig, AJJM van Breemen, DM de Leeuw, *Nature* 414 (2001) 599.
- [6] G. Horowitz, R. Hajlaoui, P. Delannoy, *J. Phys. III* 5 (1995) 355.
- [7] MCJM Vissenberg, M. Matters, *Phys. Rév.* B57 (1998) 12964.
- [8] G. Horowitz, ME Hajlaoui, R. Hajlaoui, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 4456.
- [9] SM Sze, *Physique des dispositifs semi-conducteurs*, Wiley, New York, 1981.
- [10] AR Brown, CP Jarrett, DM de Leeuw, M. Matters, *Synt. De.* 88 (1997) 37.
- [11] M. Shur, M. Hack, JG Shaw, *J. Appl. Phys.* 66 (1989) 3371.
- [12] GE Pike, CH Seager, *Phys. Rév.* B10 (1974) 1421.
- [13] H. Bässler, *Phys. Statut Solidi* B175 (1993) 15.
- [14] SV Novikov, DH Dunlap, VM Kenkre, PE Parris, AV Vannikov, *Phys. Récif. Facile.* 81 (1998) 4472.
- [15] H. Sirringhaus, PJ Brown, RH Friend, MM Nielsen, K. Bechgaard, BMW Langeveld-Voss, AJH Spiering, RAJ Janssen, EW Meijer, P. Herwig, DM de Leeuw, *Nature* (Londres) 401 (1999) 685.
- [16] EJ Meijer, C. Tanase, PWM Blom, E. van Veenendaal, B.-H. Huisman, DM de Leeuw, TM Klapwijk, *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002) 3838.
- [17] L. Burgi, H. Sirringhaus, RH Friend, *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002) 2913.