



Σχολή Εφαρμοσμένων Επιστημών

ΤΕΙ Κρήτης

Τμήμα Ηλεκτρονικών Μηχανικών Τ.Ε.



Πτυχιακή εργασία

Θέμα

Μετάφραση επιστημονικού άρθρου

«Physics of solar cells»

Από τις αρχές στις νέες θεωρήσεις

Γιαννόπουλος Βασίλειος Α.Μ. 4309

Κορδώνης Αλέξανδρος Α.Μ 4199

Επιβλέπων Καθηγητής: κ. Πλιάκης Δημήτριος

Χανιά, 2015

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1 Μέγιστη απόδοση για την χημική ενέργεια.....σελ.4	
1.1 Η μέγιστη αποδοτικότητα από την παραγωγή της χημικής ενέργειας.....σελ.4	
1.2 Μετατροπή της χημικής ενέργειας σε ηλεκτρική ενέργεια. σελ .7	
1.3 Μεταφορά των ηλεκτρονίων και των οπών.....σελ.7	
1.4 Τομέας ρεύματος.....σελ.7	
1.5 Ρεύμα διάχυσης.....σελ.8	
1.6 Πλήρης φόρτιση ρεύματος.....σελ.9	
2 Ο Χωρισμός των ηλεκτρονίων και των οπών.....σελ.12	
2.1 Μήκος διάχυσης των φορέων μειονότητας.....σελ.13	
2.2 Διηλεκτρική χαλάρωση.....σελ.14	
2.3 Η αμφιπολική διάχυση.....σελ.15	
2.4 Το φαινόμενο DEMBER.....σελ.15	
2.5 Μαθηματική περιγραφή.....σελ.17	
3. Βασική δομή ηλιακού κυττάρου.....σελ.19	
3.1 Βασικοί μηχανισμοί του ηλιακού κυττάρου.....σελ.19	
3.2 Βασικά μαθηματικά της ηλιακής κυψέλης.....σελ.21	
3.3 Στρώμα χρωστικής ηλιακής κυψέλης.....σελ.23	
3.4 Η PN-βραχυκύκλωση.....σελ.24	
3.5 Η ηλεκτροχημική ισορροπία των ηλεκτρονίων σε μια pn-βραχυκύκλωση στο σκοτάδι.....σελ.24	
3.6 Κατανομή δυναμικού διαμέσου της pn-βραχυκύκλωσης..σελ.25	
3.7 Τάση ρεύματος χαρακτηριστική της pn-βραχυκύκλωσης..σελ.28	
3.8 Pn-βραχυκύκλωση με ατέλειες ανασυνδυασμού, μοντέλο δυο διοδων.....σελ .33	
3.9 Έτερο-βραχυκύκλωσης.....σελ .36	
3.10 Επαφή ημιαγωγού-μεταλλικού.....σελ.37	
3.11 Επαφή Schottky.....σελ.39	
3.12 Mis επαφή.....σελ.39	
3.13 Ο ρόλος του ηλεκτρικού πεδίου στα ηλιακά κύτταρα.....σελ.40	

4. Περιορισμοί της ενεργειακής μετατροπής σε ηλιακό κύτταρο.....σελ.45	
4.1 Μέγιστη επάρκεια του ηλεκτρικού κυττάρου.....σελ.45	
4.2 Αποδοτικότητα ηλιακών κυττάρων ως λειτουργία του ενεργειακού τους κενό.....σελ.49	
4.3 Το βέλτιστο ηλιακό κύτταρο πυριτίου.....σελ.50	
4.4 Παγίδευση φωτός.....σελ.56	
4.5 Λεπτή μεμβράνη ηλιακών κυττάρων.....σελ.59	
4.6 Ελάχιστη πυκνότητα ενός ηλιακού κυττάρου.....σελ.59	
4.7 Ισοδύναμο Κύκλωμα.....σελ. 61	
4.8 Εξάρτηση θερμοκρασίας της τάσης του ανοιχτού κυκλώματος.....σελ.61	
4.9 Η εντεταμένη εξάρτηση της απόδοσης.....σελ.61	
4.10 Αποδόσεις της διαδικασίας ανεξάρτητης ενεργειακής μετατροπής.....σελ.62	

5 Ιδέες για την βελτίωση της απόδοσης των ηλιακών κυττάρων.....σελ.64	
5.1 Tandem κύτταρα.....σελ.64	
5.2 Συγκεντρωτικά κύτταρα.....σελ.68	
5.3 Θερμό-βολταϊκή ενεργειακή μετατροπή.....σελ.70	
5.4 Κρούσεις Ιονισμού.....σελ.72	
5.4.1 Θερμά ηλεκτρόνια από κρούση ιονισμού.....σελ.73	
5.4.2 Ενεργειακή μετατροπή με θερμά ηλεκτρόνια και οπές.σελ.74	
5.5 Δύο βημάτων διέγερση σε τριών επιπέδων σύστημα.....σελ.77	
5.5.1 Ακάθαρτο φωτοβολταϊκό φαινόμενο.....σελ .77	
5.5.2 Πάνω και κάτω μετατροπές των φωτονίων.....σελ.81	
6 Προοπτική για το Μέλλον.....σελ.85	

1. Η μέγιστη απόδοση της χημικής ενέργειας

Έχει μεγάλο ενδιαφέρον το ότι ένα υλικό το οποίο εκτίθεται στον ήλιο -σε θερμοκρασία δωματίου- βρίσκεται σε ισορροπία, στην οποία θερμοκρασία εκπέμπει προς τον ήλιο τόσα φωτόνια όση η ενέργεια που απορροφάται από τον ήλιο. Το βασικό πρόβλημα είναι η απώλεια ενέργειας συνοδευόμενη από την παραγωγή εντροπίας κατά τη διαδικασία της θερμότητας. Η απώλεια ενέργειας δεν μπορεί να συμβεί, αν η κατάσταση στην οποία βρίσκονται τα ηλεκτρόνια και οι οπές περιορίζεται σε ένα αριθμητικό ενεργειακό διάστημα. Ένα τέτοιο υλικό θα μπορούσε μόνο να απορροφήσει σχεδόν όλη την μονόχρωμη ακτινοβολία. Από την άλλη, αν σε μία μεγάλη απελευθέρωση ημιαγωγών, τα ηλεκτρόνια και οι οπές παράγονται από μία μονόχρωμη ακτινοβολία αλλά και στην κατάσταση που βρίσκονται μετά την θερμότητα, μπορεί να αποφευχθεί μία απώλεια ενέργειας. Για την μέγιστη αποδοτικότητα, εμείς ως εκ τούτου κάνουμε τις ακόλουθες εξιδανικευμένες υποθέσεις:

$$dj_{\gamma,emit} = \frac{\Omega_{emit}}{4\pi^3 h^3 c^2} \frac{\epsilon_G^2 d\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\epsilon_G - \mu_{eh}}{kT_0}\right) - 1} = \frac{\Omega_{abs}}{4\pi^3 h^3 c^2} \frac{\epsilon_G^2 d\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\epsilon_G}{kT_S}\right) - 1} = dj_{\gamma,abs} \quad (1.1)$$

- Μόνο η εκπομπή ακτινοβολίας λαμβάνει χώρα.
- Δεν υπάρχει καμία εκπομπή ηλεκτρονίων και οπών.
- Δεν υπάρχει απώλεια θερμότητας. Η απορρόφηση και η εκπομπή είναι μονόχρωμες, των οποίων η ενέργεια δίνεται από τη σχέση $\hbar\omega = \epsilon_G$, και η απορροφητικότητα του $\alpha(\hbar\omega = \epsilon_G) = 1$ είναι πάνω από το διάστημα του $d\hbar\omega$. Εμείς μπορούμε να θεωρήσουμε ότι αυτή η κατάσταση επέρχεται από ένα φίλτρο που βρίσκεται στον ημιαγωγό, το οποίο είναι διαφανές μόνο όταν $\hbar\omega = \epsilon_G$, όπου αντανακλά όλα τα φωτόνια.
- Το ποσοστό της παραγωγής είναι μέγιστο. Αυτή η κατάσταση επιτυγχάνεται από τη μέγιστη συγκέντρωση, όπου οι σταθερές συνιστώσες για την απορρόφηση Ω_{abs} και την εκπομπή Ω_{emit} , είναι ίσες.

Από τις πρώτες δύο υποθέσεις ακολουθεί ότι σε μία σταθερή κατάσταση η εκπομπή ρεύματος φωτονίων είναι ίση με το ρεύμα απορρόφησης των φωτονίων.

• 1.1 Η μέγιστη απόδοση από την παραγωγή της χημικής ενέργειας

Από την υπόθεση 4, $\Omega_{emit} = \Omega_{abs}$, κατά την οποία ο ημιαγωγός θα μπορούσε να φτάσει την θερμοκρασία του ηλίου T_s χωρίς να κρατάμε τη θερμοκρασία του σταθερή στους $T = T_0$, βρήκαμε την χημική ενέργεια ανά ζευγάρι οπών ηλεκτρονίων:

$$(1.2) \mu_{eh} = \mu_e + \mu_h = \epsilon_G (1 - T_0/T_s)$$

η απόδοση για την μετατροπή της ηλιακής θερμότητας σε χημική ενέργεια είναι

$$(1.3) \eta = (\mu_e + \mu_h) / \epsilon_G = 1 - T_0/T_s$$

αυτή είναι η απόδοση Carnot, μια περιορισμένη αξία η οποία λαμβάνεται υπόψη για την μετατροπή της θερμότητας σε μία εντροπία ελεύθερη από ενέργεια όταν η διαδικασία μετατροπής είναι αντιστρέψιμη, αυτό σημαίνει ότι λαμβάνει χώρα χωρίς την παραγωγή της εντροπίας. Μπορούμε τώρα να δούμε ότι ένας ιδανικός ημιαγωγός, ο οποίος εκτελεί μόνο εκπομπή ακτινοβολίας, παρουσιάζει μία ιδανική μετατροπή της θερμότητας σε χημική ενέργεια από μία μονόχρωμη ακτινοβολία.

Η κατάσταση που ορίζεται από την εξίσωση 1.1 είναι μία κατάσταση ισορροπίας μεταξύ του ημιαγωγού και του ήλιου, μέσα στην οποία τα ρεύματα των απορροφόμενων και

εκπεμπόμενων φωτονίων είναι ίσα. Επίσης το ενεργειακό ρεύμα που ακολουθείται από το ρεύμα φωτονίων το οποίο προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό της ενέργειας των φωτονίων στον οποίο η απορρόφηση και η εκπομπή έχουν την ίδια αξία $\eta\omega = \epsilon\tau$. Για την απορροφούμενη και την εκπεμπόμενη ακτινοβολία, η εντροπία ανά κατάσταση φωτονίου είναι

$$(1.4) \sigma_\gamma = \kappa[(1+\phi_\gamma)\ln(1+\phi_\gamma) - \phi_\gamma\ln(\phi_\gamma)]$$

όπου το ϕ_γ είναι η σταθερά Bose-Einstein περί διανομής της λειτουργίας

$$(1.5) \phi_\gamma = 1 / \exp(h\omega - \mu_\gamma / kT) - 1$$

ο εκθέτης της σταθεράς της λειτουργίας διανομής έχει την ίδια αξία για τον ήλιο και για τον ημιανώ γό έχουμε σύμφωνα με την εξίσωση 1.1 και 1.2 το $\mu_e + \mu_n = \mu_\gamma$ επειδή για την χημική ισορροπία ανάμεσα στο ζεύγος ηλεκτρόνιο-οπτή και τα φωτόνια από συχνή εκπομπή και απορρόφηση σε ένα υλικό με την απορροφητικότητα του $\alpha(h\omega = \epsilon_G) = 1$. Επιπρόσθετα, η απορροφητικότητα και η εκπομπή περιλαμβάνει τον ίδιο αριθμό των καταστάσεων των φωτονίων επειδή ισχύει $\Omega_{\text{abs}} = \Omega_{\text{emit}}$. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, η εντροπία που απορροφάται με τα φωτόνια από τον ήλιο είναι ίση με την εντροπία που εκπέμπεται με τα φωτόνια προς τον ήλιο. Όλα αυτά δείχνουν ότι μία ισορροπία είναι πιθανή ανάμεσα στον ήλιο και ένα υλικό σε θερμοκρασία δωματίου, αν η απορρόφηση και η εκπομπή φωτονίων είναι περιορισμένη με το ίδιο μικρό ενεργειακό εύρος. Αυτή η ισορροπία απαιτεί το σωστό συνδυασμό της θερμοκρασίας T και την χημική δυναμική μ όπως εκφράζεται στην εξίσωση 1.2, η οποία είναι ο λόγος που το αποκαλούμε θερμοχημική ισορροπία. Η χημική ενέργεια παράγεται από αναστρέψιμη, μη ποσοτική και μηχανική ψύξη ηλεκτρονίων και οπών που απομακρύνονται από τα εκπεμπόμενα φωτόνια. Για την μονόχρωμη ακτινοβολία, δεν υπάρχει τρόπος να αποφασίσουμε πότε έχουν την υψηλότερη θερμοκρασία T και μία μικρή χημική δυναμική μ_γ ή μία χαμηλή θερμοκρασία και μία μεγάλη χημική δυναμότητα.

Η διαδικασία στην οποία όλη η χημική ενέργεια εκπέμπεται με τα φωτόνια είναι ένα γεγονός το οποίο δεν έχει μεγάλο ενδιαφέρον σε μας. Ωστόσο ενδιαφερόμαστε για το πόσο πολύ η χημική ενέργεια μπορεί να συγχομιστεί.

Με το ζευγάρι ηλεκτρονίου οπής, αν εμείς ξέραμε πώς να τα εξάγουμε από τον απορροφητή. Η συνέχεια της εξίσωσης για τα ηλεκτρόνια κάτω από σταθερές καταστάσεις είναι,

$$\Theta n_e / \Theta t = G_e - R_e - \text{div } d j_e = 0$$

Όπου $\text{div } d j_e = G_e - R_e$ (1.6)

Δείχνει ότι ο βαθμός με τον οποίο τα ηλεκτρόνια μπορούν να εκμαιευτούν από την ένταση του στοιχείου, το περισσότερο που εκρέει από αυτό το στοιχείο απ' ότι μέσα σε αυτό είναι όταν $G_e > R_e$. εμείς θεωρούμε ένα διαφορικά μικρό ρεύμα ηλεκτρονίου $d j_e$, μέχρι αυτό να δώσει αποτέλεσμα από την απορρόφηση και την εκπομπή μιας διαφορετικά μικρής ενέργειας φωτονίου στο διάστημα $d\omega h$.

Ενσωματώνοντας την εξίσωση 1.6 πάνω στην ένταση του ημιαγωγού μας δίνει το πλήρης εξαγόμενο ρεύμα φωτονίου $d j_e$

$$d j_e = \int G_e dx - \int R_e dx.$$

Αν πάλι περιοριστούμε στον ανασυνδυασμό ακτινοβολίας, η εξαγόμενη πυκνότητα του ρεύματος ηλεκτρονίου δίνεται από την διαφορά μεταξύ των απορροφόμενων και των εκπεμπόμενων πυκνοτήτων των ρευμάτων φωτονίων, τα οποία ήδη περιλαμβάνουν τα ανακυκλωμένα φωτόνια από την επαναπορρόφηση. Έτσι,

$$D j_e = d j_{g, \text{abs}} - d j_{g, \text{emit}} \quad (1.7)$$

Το ίδιο αποτέλεσμα συμβαίνει και από τις οπές. Το ρεύμα από το εξαγόμενο ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπτή είναι

$$d j_{eh} = d j_e = d j_h.$$

Για μία σταθερή χημική δυναμική για το ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπτή $\mu_{en} = \text{const}$, i_{eh} ακολουθείται από τις σχέσεις της εξίσωσης 1.1 για το απορροφούμενο και το εκπεμπόμενο ρεύμα φωτονίου.

Σε μία προσέγγιση για τον γενικευμένο νόμο του Πλάνκ, όταν $\mu_{en} < e\Gamma - e\kappa T$ μας επιτρέπει να παραμελήσουμε το «-1» στον παρονομαστή του νόμου του Πλανκ, βρίσκουμε σύμφωνα με την εξίσωση 4.1

$$Dj_e = dj_{g,abs} - dj_{g^{-0}} (n_e n_h / n_i^2) = dj_{g,abs} - dj_{g^{-0}} \exp(\mu_e + \mu_h / \kappa T) \quad (1.8)$$

Όπου $i_{g^{-0}}$ είναι η πυκνότητα του ρεύματος φωτονίου που απορροφάται και εκπέμπεται σε ισορροπία με τα 300K της ακτινοβολίας.

Η κατάσταση $\mu_e + \mu_h =$ σταθερή έχει εκπληρωθεί, για παράδειγμα, όταν τα ηλεκτρόνια και οι οπές παράγονται ομοιόμορφα διαμέσου της έντασης σαν ένα αποτέλεσμα αδύναμης απορρόφησης ή όταν αυτά είναι ομοιόμορφα κατανευημένα μέσω της έντασης σαν αποτέλεσμα μίας σταθερής μεγάλης διάχυσης καθ'όλη τη διάρκεια της ζωής του.

Για να αποδοθεί ένα ρεύμα από τα απορροφούμενα φωτόνια $dj_{g,abs}$, το ρεύμα dj_{eh} των εξαγόμενων ηλεκτρονίων και των οπών δίνονται στο διάγραμμα σαν μία λειτουργία της χημικής ενέργειας που εξάγεται μαζί με το ρεύμα του ζεύγους ηλεκτρόνιο-οπτή. Βλέπουμε ότι το εξαγόμενο ρεύμα ηλεκτρονίου-οπής είναι σχεδόν ίσο με το απορροφούμενο ρεύμα φωτονίου για μικρές αξίες της τάξεως $\mu_{en} = \mu_e + \mu_h$, κατά το οποίο σχεδόν κανένα φωτόνιο δεν εκπέμπεται. Το εκπεμπόμενο ρεύμα φωτονίου $dj_{g,emit}$ αυξάνεται εκθετικά με το $\mu_e + \mu_h$, μέχρι η κατάσταση του ανοιχτού κυκλώματος να φτάσει στο $\mu_{en,ok}$, όπου τα απορροφούμενα και τα εκπεμπόμενα ρεύματα φωτονίων είναι ίσα και τα ζευγάρια των μη ηλεκτρονίων-τρυπών που εξάγονται. Το ρεύμα της χημικής ενέργειας που εξάγεται με το ζευγάρι ηλεκτρονίου-οπής είναι

$$Dj_m = dj_{eh} (m_e + m_h)$$

$$dj_{\gamma}(\hbar\omega) = a(\hbar\omega) \frac{\Omega}{4\pi^3 \hbar^3 c_0^2} \frac{(\hbar\omega)^2 d\hbar\omega}{\exp\left[\frac{\hbar\omega - (\epsilon_{FC} - \epsilon_{FV})}{\kappa T} - 1\right]}$$

(1.9)

Προκειμένου να βρούμε την μέγιστη αποδοτικότητα με την οποία η χημική ενέργεια μπορεί να αποκτηθεί από την πλήρες συγκεντρωμένη ηλιακή ακτινοβολία, εργαζόμαστε ως εξής. Από τον γενικευμένο νόμο του πλανκ, στην εξίσωση 1.9 το απορροφούμενο και το εκπεμπόμενο ρεύμα φωτονίου βρίσκεται σαν λειτουργία της μονόχρωμης ενέργειας του φωτονίου. Για κάθε ενέργεια φωτονίου η χημική δυναμική μ_{en} μέσα στο εκπεμπόμενο ρεύμα φωτονίου ποικίλει μέχρι η αξία $\mu_{en,max}$ να βρεθεί για καθένα που το ρεύμα από την εξαγόμενη χημική ενέργεια είναι μέγιστο. Διαιρώντας αυτό το ρεύμα της χημικής ενέργειας με το απορροφούμενο ρεύμα μονόχρωμης ενέργειας δίνεται η αποδοτικότητα $\eta_{\text{μovo}}(e\Gamma)$ σαν μία λειτουργία του κενού της ώθησης.

Οι αποδοτικότητες είναι περισσότερο μεγάλες και αυξανόμενες με το κενό της ώθησης eV , αποδεικνύοντας την υψηλή αξία της ηλιακής ενέργειας. Προκειμένου να κάνουμε την κατάλληλη χρήση ολόκληρου του ηλιακού φάσματος, πάρα πολλοί μονοχρωματικοί απορροφητές πρέπει να απασχοληθούν. Η συνολική απορροφητικότητα έπειτα ακολουθείται από μία ολοκλήρωση της αποδοτικότητας $\eta_{\text{μovo}}(eV)$ πάνω από το φάσμα μετά την στάθμιση του κάθε διαστήματος $d\hbar\omega$ με μερίδιό που αντιστοιχεί στο ρεύμα της απορροφούμενης ενέργειας.

$$H = S \eta_{\text{μovo}}(eV) \hbar\omega dj_{g,abs} / S \hbar\omega dj_{g,abs}$$

Η συνολική αποδοτικότητα είναι 86% για πλήρως συγκεντρωμένη ακτινοβολία ηλίου 5800K και 67% για μη συγκεντρωμένη ακτινοβολία από μία ηλιακή γωνία $6.8 \times 10^{-5.2}$.

Παρόλα' αυτά είμαστε σε θέση να υπολογίσουμε με τι αποδοτικότητα μπορεί να ληφθεί η χημική ενέργεια από έναν φωτισμένο ημιαγωγό ο οποίος προκύπτει από μία εξόρυξη κάποιων γενικευμένων ζευγαριών ηλεκτρονίου- οπής, όπου εμείς ακόμα δεν έχουμε ιδέα πως θα έδειχνε μια συσκευή, το οποίο μας επιτρέπει αυτή την εξαγωγή του ηλεκτρονίου

οπής και της ενέργειάς τους. Αυτό θα είναι το θέμα μας στο επόμενο κεφάλαιο.

- **1.2 Μετατροπή της χημικής ενέργειας σε ηλεκτρική ενέργεια**

Όταν τα ηλεκτρόνια και οι οπές μετακινούνται ως ζεύγη από το ίδιο σημείο και διαμέσω της ίδιας διαδρομής, δεν υπάρχει συνδεδεμένο ρεύμα φόρτισης από την εξόρυξη, επειδή ένα ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπή είναι ηλεκτρικά ουδέτερο. Τα ρεύματα της ηλεκτρικής ενέργειας είναι δεσμευμένα σε ρεύματα φόρτισης. Είναι έτσι απαραίτητο να ξεχωρίζουμε τα ηλεκτρόνια και τις οπές και να τα εξάγουμε σε διαφορετικές διαδρομές. Η εξόρυξη ουσιαστικά είναι λάθος λέξη. Τα ηλεκτρόνια και οι οπές πρέπει μάλλον να οδηγούνται έξω από έναν απορροφητή με μία εσωτερική δύναμη, μέχρι που αυτά πρέπει ακόμα να είναι σε θέση να εκτελούν τη δουλειά σε ένα εξωτερικό κύκλωμα.

Σε αυτό το κεφάλαιο θα δούμε ποιες είναι οι δυνάμεις από τις οποίες τα ηλεκτρόνια και οι οπές οδηγούνται και πως αυτά προέρχονται από μία ηλιακή δομή των κυττάρων.

- **1.3 Μεταφορά των ηλεκτρονίων και των οπών**

Τα ηλεκτρόνια έχουν πολλές "λαβές" στις οποίες οι δυνάμεις τους μπορούν να εφαρμοστούν. Η κλίση του βαρυντικού δυναμικού ενεργεί στη μάζα τους και η κλίση του ηλεκτρικού δυναμικού ενεργεί στο ρεύμα τους. Η θερμοκρασία δρα στην εντροπία τους, και το χημικό δυναμικό δρα στην ποιότητά τους. Η δύναμη της κλίσης είναι αμελητέα. Η θερμοκρασία δίνει μία αύξηση στα θερμοηλεκτρικά αποτελέσματα και εμείς τα αμελούμε όταν συνδέονται τα ηλιακά κύτταρα. Ακόμα και αν γνωρίζαμε ότι η επιβάρυνση και ο αριθμός των σωματιδίων είναι σε συνδυασμό κατά τη διάρκεια της ανταλλαγής των ηλεκτρονίων και των οπών και συμπερασματικά ότι οι δυνάμεις δρουν σε αυτά σε συνδυασμό επίσης, εμείς πρώτα θα πρέπει να αντιμετωπίζαμε αυτές τις δυνάμεις ξεχωριστά. Για αυτό, θα υποθέσουμε ότι μία μόνο από τις δύο δυνάμεις (η δύναμη του ηλεκτρικού δυναμικού και η δύναμη του χημικού δυναμικού) είναι διάφορες του μηδενός. Την ίδια στιγμή, δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι οι δυνάμεις δρουν και στο ρεύμα και στην ποσότητα των δύο, δρώντας στα ίδια σωματίδια και πρέπει έτσι να προστεθούν στο αποτέλεσμα της δύναμης, το οποίο είναι υπεύθυνο για την κίνηση των σωματιδίων.

- **1.4 Ο τομέας ρεύματος**

Το ηλεκτρικό πεδίο $E = -\text{grad}\phi$ είναι η κινητήρια δύναμη που δρα στη φόρτιση. Είναι η μόνη κατευθυνόμενη δύναμη για την φόρτιση του ρεύματος των ηλεκτρονίων και των οπών αν η συγκέντρωσή τους είναι ομοιόμορφη. Για τα ηλεκτρόνια, η χημική δυναμική

$$M_e = \mu_{e0} + kT \ln(n_e/N_c)$$

είναι ανεξάρτητο από τη θέση και ισχύει ότι $\text{grad}\mu_e = 0$

Η κατευθυνόμενη δύναμη για τη μετάδοση του ρεύματος είναι μηδέν. Η διαφορά μεταξύ της ενέργειας Φερμι $\epsilon_{\phi c}$ και της ζώνης αγωγιμότητας ϵ_0 δεν εξαρτάται από τη θέση επειδή η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων θεωρείται ομοιόμορφη παρόλα αυτά. Η κλίση της ϵ_0 είναι ίση με την κλίση της ηλεκτρικής ενέργειας $-\epsilon\phi$ εξαιτίας της ομοιομορφίας της συγγένειας των ηλεκτρονίων $\chi_e = -\mu_{e0}$ μέσα σε ένα υλικό ομοιομορφίας.

Η πυκνότητα του πεδίου ρεύματος για τα σωματίδια του τύπου i με μία φόρτιση ανά σωματίδιο της τάξης του Z_e είναι

$$J_{qi} = Z_i e n_i (v_i)$$

Τα σωματίδια με μία συγκέντρωση n_i κινούνται με μέση ταχύτητα (v) και κουβαλούν την φόρτιση $Z_i e$. Μέχρι τη μέση της τιμής της ταχύτητας στην απουσία ενός ηλεκτρικού πεδίου ονομάζεται μέση θερμική ταχύτητα (v). Το v_i είναι μηδέν και είναι η μέση τιμή της ταχύτητας σε ένα ηλεκτρικό πεδίο, ή η κλίση της ταχύτητας, η οποία μπορεί να συγκριθεί με το v_{th} .

Λόγω της κατάστασής τους, η οποία είναι βασικά θερμική, η φόρτιση ρεύματος

συνκρούεται με τα εμπόδια, προκαλούμενα από οποιαδήποτε διαταραχή από ένα τέλει περιοδικό κρύσταλλο, όπως τα φωνόνια ή οι προσμίξεις. Η μέση απόσταση μεταξύ των συγκρούσεων καλείται η μέση ελεύθερη διαδρομή.

Ο μέσος χρόνος τ_{ci} μεταξύ 2 συγκρούσεων καλείται μέσος χρόνος. Σε ένα ηλεκτρικό πεδίο η κατάσταση μεταξύ των συγκρούσεων χαρακτηρίζεται από την επιτάχυνση $a_i = Z_i e E / m_i$. εξαιτίας της εκθετικής διανομής μεταξύ των διαστημάτων λίγα σωματίδια υπόκεινται σε συγκρούσεις μόνο μετά από ένα χρόνο πολύ μεγαλύτερο από τ_{ci} - η μέση ταχύτητα δίνεται από:

$$V_i = S a_i \exp(-t/\tau_{ci}) dt = a_i \tau_{ci} \quad \text{έτσι,}$$

$$V_i = z_i (e/m_i) \tau_{ci} E \quad (1.10)$$

$$B_i = e \tau_{ci} / m_i$$

ονομάζεται η κινητικότητα των σωματιδίων τύπου i . η πυκνότητα του πεδίου του ρεύματος είναι έτσι

$$J_{Qi} = z_i^2 e n_i b_i E = s_i E$$

Εδώ το $S_i = z_i^2 e n_i b_i$ είναι η αγωγιμότητα των σωματιδίων τύπου i . χρησιμοποιώντας το $E = -\text{grad}\phi$ μπορούμε επίσης να εκφράσουμε την φόρτιση ρεύματος σε όρους της δύναμης της ηλεκτρικής ενέργειας ανά σωματίδιο $Z e \phi$.

$$J_{Qi} = -(s_i / z_i e) \text{grad}(z e \phi) \quad (1.11)$$

Για τα ηλεκτρόνια με $Z_i = -1$ αυτό είναι

$$J_{afc} = (s_i / e) \text{grad}(-e\phi) \quad (1.12)$$

Και για τις οπές με $Z = +1$

$$J_{qfh} = -(s_h / e) \text{grad}(e\phi) \quad (1.13)$$

• 1.5 Το ρεύμα διάχυσης

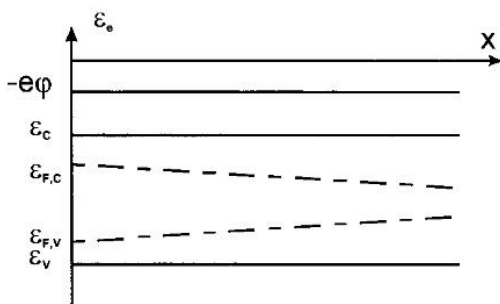


Figure 5.3: Electron energies for a position-dependent electron concentration in the absence of an electric field.

Όταν η ηλεκτρική δυναμική είναι η ίδια σε κάθε σημείο, αυτό είναι $\text{grad}\phi = 0$, η καθαρή διάχυση ρεύματος ρέει εάν η συγκέντρωση είναι ανομοιομορφή. Στο γράφημα 5.3 φαίνεται, σε ένα ημιαγωγό που είναι φτιαγμένο από ενιαίο υλικό ο αγωγός στην άκρη ζώνη αγωγιμότητας ϵ_c μετά έχει την ίδια τιμή παντού. Η διαφορά μεταξύ της ενέργειας Fermi $\epsilon_{F,c}$ και στην άκρη της ζώνης αγωγιμότητας είναι η εξαρτώμενη - συγκέντρωση και έλπειται το ανομοιομορφο συστατικό από το χημικό δυναμικό των ηλεκτρονίων.

$$\mu_c - \mu_{c,0} = kT \ln n_c / N_c.$$

όπου N_c δ είναι η αποτελεσματική πυκνότητα καταστάσεων των ηλεκτρονίων.

Στην συνήθη αναπαράσταση από τον νόμο του Fick, η φόρτιση ρεύματος χάρη σε μια ανομοιομορφή συγκέντρωση σωματιδίων του τύπου I που δίνεται απο το:

$$J_{Q,d,i} = z_i e (-D_i \text{grad} n_i)$$

Με τον συντελεστή διάχυσης D_i . Σε αυτή την μορφή, το ρεύμα των σωματιδίων του τύπου i δεν είναι αναλογικό με την συγκέντρωση n_i και έτσι δεν μας επιτρέπει να

αναγνωρίζουμε την ενεργώ δύναμη που ασκείται στα μόρια συγκέντρωσης. Μπορούμε να κάνουμε την αναλογία ρεύματος της συγκέντρωσης μετατρέποντας την εξής εξίσωση

$$J_{Q,d,i} = z_i e n_i D_i (\text{grad} n_i / n_i).$$

Αντικαθιστώντας $(\text{grad} n_i) / n_i$ με $\text{grad} \ln(n_i / N_i)$ και κάνοντας χρήση του χημικού δυναμικού, συνεπώς έχουμε

$$J_{Q,d,i} = -(z_i e n_i D_i / KT) * \text{grad} \mu_i.$$

Σε αντίθεση με τον νόμο του Fick αυτή η εξίσωση είναι αποδεκτή για ένα ανομοιογενές χημικό περιβάλλον ($\text{grad} \mu_i \neq 0$), το οποίο θα προκαλέσει διάχυση ρεύματος ακόμα και εάν η συγκέντρωση ήταν ομογενοποιημένη.

Χρησιμοποιώντας την λεγόμενη θεωρία του Einstein μεταξύ του συντελεστή διάχυσης D_i και την κινητικότητα b_i

$$b_i / D_i = e / KT$$

Και τέλος έχουμε

$$J_{Q,d,i} = -[(z_i e n_i b_i / e) * \text{grad} \mu_i] = -(\sigma_i / z_i e) \text{grad} \mu_i.$$

Για τα ηλεκτρόνια με $z_i = -1$, η διάχυση ρεύματος δίνεται από τον τύπο,

$$J_{Q,d,e} = (\sigma_e / e) \text{grad} \mu_e$$

Και για τις τρύπες με $z_i = +1$ η διάχυση ρεύματος είναι $j_{Q,d,h} = -(\sigma_e / e) \text{grad} \mu_h$

• 1.6 Πλήρης φόρτιση ρεύματος

Εμείς έχουμε δει ότι υπάρχουν δύο κινητήριες δυνάμεις οι οποίες δρουν πάνω σε όλα τα ηλεκτρόνια και δύο άλλες κινητήριες δυνάμεις που δρουν πάνω σε όλες τις οπές. Για να πάρουμε το ρεύμα που δημιουργείται από τις δυνάμεις, πρέπει να πολλαπλασιαστεί με τις αγωγιμότητες. Αν και οι δύο δυνάμεις, η δύναμη της ηλεκτρικής ενέργειας και η δύναμη του χημικού δυναμικού είναι παρούσες ταυτόχρονα, αυτά πρέπει να προστεθούν για να δώσουν μια αποτελεσματική δύναμη η οποία έπειτα πολλαπλασιάζεται από την αγωγιμότητα προκειμένου να δώσει το επακόλουθο ρεύμα. εμείς έχουμε ήδη αναφέρει το ρεύμα πεδίου και το ρεύμα διάχυσης κατά τέτοιο τρόπο ώστε ο συνδυασμός των δυνάμεων να είναι πιθανός. Για το επακόλουθο ρεύμα j_{qi} των σωματιδίων του τύπου i .

$$j_{qi} = -(\sigma_i / Z_i e) (\text{grad} \mu_i + \text{grad}(Z_i e \phi)) \quad (1.14)$$

$$\text{ή } j_{qi} = -(\sigma_i / Z_i e) \text{grad}(\mu_i + Z_i e \phi) = -(\sigma_i / Z_i e) \text{grad} \eta_i \quad (1.15)$$

η κλίση του ηλεκτροχημικού δυναμικού $\text{grad}(\mu_i + Z_i e \phi) = \text{grad} \eta_i$ τώρα μας δίνει τον συνδυασμό των ατομικών δυνάμεων οι οποίες δρουν ξεχωριστά στην ποσότητα των σωματιδίων και στην φόρτισή τους. η κλίση του ηλεκτροχημικού δυναμικού είναι η συνολική δύναμη η οποία σε μία γενική περίπτωση οδηγεί το συνολικό ρεύμα, όταν είτε η συγκέντρωση των σωματιδίων είτε το χημικό τους περιβάλλον είτε το ηλεκτρικό δυναμικό, ή και τα τρία παραπάνω, είναι ανομοιογενή.

Αυτή η προσέγγιση ίσως να μην είναι και τόσο συχνή. στα περισσότερα βιβλία, ακόμα και στην πιο γενική περίπτωση, το επιχείρημα βασίζεται στα ρεύματα του πεδίου και της διάχυσης, σαν να υπήρχαν ηλεκτρόνια τα οποία "νιώθουν" μόνο το ηλεκτρικό πεδίο και άλλα τα οποία μόνο συμβάλλει στο ρεύμα διάχυσης.

Από τα μόνα φορτισμένα σωματίδια που μετακινούνται σε έναν ημιαγωγό είναι ηλεκτρόνια και οπές, η συνολική φόρτιση ρεύματος είναι

$$j_q = (\sigma_e / e) \text{grad} \eta_e - (\sigma_n / e) \text{grad} \eta_n \quad (1.16)$$

ή κάνοντας χρήση των ενεργειών της υπόθεσης Fermi για τις οποίες $\epsilon_{fc} = \eta$ και $\epsilon_{fv} = -\eta_n$

$$j_q = (\sigma_e/e) \text{grad} \epsilon_{FC} + (\sigma_n/e) \text{grad} \epsilon_{iv} \quad (1.17)$$

αυτή η σχέση ισχύει πάντα όταν για παράδειγμα συνυπάρχει είτε ένα ηλεκτρικό πεδίο ή μία κατανομή συγκέντρωσης ή και τα δύο συνυπάρχουν. Σύμφωνα με την εξίσωση 1.17 η φόρτιση ρεύματος j_a είναι μηδέν παρά το γεγονός ότι έχει μη μηδενικό πεδίο και παρά τις δυνάμεις της διάχυσης, επειδή οι ενέργειες του Fermi είναι ομοιόμορφες. Μία διαφορετική περιγραφή των αποτελεσμάτων των δυνάμεων του πεδίου και της διάχυσης καταλήγει στο συμπέρασμα ότι και το πεδίο ρεύματος και το ρεύμα διάχυσης ρέουν μαζί και ότι και τα δύο αλληλοσυμπληρώνουν το ένα το άλλο. Το αποτέλεσμα είναι ότι σε μία μηδενική συνολικά φόρτιση ρεύματος, είναι ταυτόσημες. Παρόλα αυτά η ιδέα πίσω από αυτό το αποτέλεσμα ότι όλα τα ηλεκτρόνια και οι οπές παράγουν το ρεύμα του πεδίου σαν αποτέλεσμα προκαλούμενο από την κίνησή τους στο πεδίο, και την ίδια στιγμή όλα τα ηλεκτρόνια και οι οπές παράγουν το ρεύμα της διάχυσης στην αντίθετη κατεύθυνση, είναι λάθος.

Αυτά τα ρεύματα του πεδίου και της διάχυσης που δεν υπάρχουν ξεχωριστά μπορούμε να τα δούμε πολύ καλά αν εξετάσουμε τη διάλυση της ενέργειας, η οποία είναι η γενίκευση της θερμότητας του Joule συσχετιζόμενο με κάθε ροή ρεύματος εξαιτίας της διασκόρπισης της φόρτισης των ρευμάτων. Ο βαθμός της διάλυσης της ενέργειας ανά στοιχείο όγκου dp_e/dt είναι αναλογικός με την πυκνότητα των σωματιδίων ρεύματος και της κινητικής δύναμης. Για το πεδίο του ρεύματος, προκύπτει από την εξίσωση 1.18 ότι

$$j_{Q,f,i} = - \frac{\sigma_i}{z_i e} \text{grad}(z_i e \phi) \quad (1.18)$$

$$dp_e/dt = j_{qfi}/Z_{ie}(-\text{grad}(Z_{ie}\phi)) = j^2_{qfi}/\sigma_i$$

και για το ρεύμα διάχυσης προκύπτει από την εξίσωση

$$j_{Q,d,i} = - \frac{z_i n_i b_i}{e} \text{grad} \mu_i = - \frac{\sigma_i}{z_i e} \text{grad} \mu_i$$

ΑΠΟ ΤΗΝ 1.19 ότι

$$dp_e/dt = j_{qfi}/Z_{ie}(-\text{grad} \mu_i) = j^2_{qfi}/\sigma_i$$

Όπως αναμενόταν, και στις δύο περιπτώσεις ο βαθμός της διάλυσης της ενέργειας $dp_e/dt > 0$, ακόμα και αν η ατομική ροή ρεύματος είναι σε αντίθετες κατευθύνσεις και αντισταθμίζουν το ένα το άλλο.

Σε αυτή την κατάσταση ισορροπίας η διάλυση της ενέργειας δεν πρέπει να συμβεί. Στην πραγματικότητα τα ηλεκτρόνια και οι οπές δεν μετακινούνται σε οποιαδήποτε προτιμώμενη κατεύθυνση πέρα από την θερμική τυχαία κίνησή τους επειδή οι δυνάμεις που δρουν σε αυτά προστίθενται σε μία συνολική δύναμη της τάξεως του $\text{grad} \epsilon_{\phi} = 0$ και η ενέργεια διαχέεται.

Η περίπτωση είναι η ίδια όπως για τα μόρια στον αέρα. Υπάρχουν επίσης δύο δυνάμεις οι οποίες δρουν πάνω σε αυτά: η βαρυντική δύναμη η οποία τα ωθεί προς τα κάτω και η βαθμίδα πίεσης ή η κλίση του χημικού δυναμικού που τα σπρώχνει προς τα πάνω. Εμείς γνωρίζουμε το αποτέλεσμα. Η διάλυση των μορίων είναι τέτοια ώστε οι δύο δυνάμεις αντισταθμίζουν η μία την άλλη. Υπάρχει μόνο η κίνηση του Brown περί των μορίων για μία θέση ισορροπίας και δεν υπάρχουν καθόλου ρεύματα.

Αυτή η συζήτηση δείχνει ότι τα ρεύματα του πεδίου και της διάχυσης είναι καθαρός μύθος και δεν υπάρχουν ξεχωριστά, αλλά μόνο η παρουσίαση του συνολικού ρεύματος σύμφωνα με την εξίσωση 1.17 είναι σωστή.

Πάντως, ίσως αυτό δεν συμπεραίνεται από αυτή τη συζήτηση ότι δηλαδή μία μαθηματική

επεξεργασία της μεταφοράς της φόρτισης σε ημιανγωγούς στα όρια των ρευμάτων του πεδίου και της διάχυσης είναι λανθασμένο. Μαθηματικά, δεν υπάρχει καμιά διαφορά, αν οι κινητήριες δυνάμεις προστίθενται πρώτες για να δώσουν μία αποτελεσματική κινητήρια δύναμη η οποία έπειτα πολλαπλασιάζεται από την αγωγιμότητα στην απόδοση του συνολικού ρεύματος ή αν οι κινητήριες δυνάμεις πρώτα πολλαπλασιάζονται ξεχωριστά από την αγωγιμότητα και έπειτα προστίθενται για να δώσουν το συνολικό ρεύμα. Η διαφορά είναι στην φυσική εικόνα που ακολουθεί από την μαθηματική προσέγγιση. Εμείς αποκτούμε την σωστή φυσική περιγραφή για την κίνηση της φόρτισης ρεύματος μόνο όταν πρώτα προσθέσουμε τις κινητήριες δυνάμεις για να δώσουν μία αποτελεσματική κινητήρια δύναμη, η οποία είναι η κατανομή της ενέργειας κατά τον Fermi.

2. Ο διαχωρισμός των ηλεκτρονίων και των οπών

Τώρα που έχουμε εξοικειωθεί με την κινητήρια δύναμη για την κίνηση των ηλεκτρονίων και των οπών θα επιστρέψουμε στο αρχικό πρόβλημα του καθορισμού μιας δομής στην οποία ο φωτισμός παράγει μία φόρτιση ρεύματος, μαζί με μία ηλεκτρική τάση V στον τερματικό του, που προκύπτει από την διαφορά των ενεργειών κατά fermi στο αριστερό τερματικό και στο δεξί τερματικό

$$eV = e\phi_{\text{left}} - e\phi_{\text{right}} \neq 0$$

Θα ξεκινήσουμε με έναν ομοιογενώς εκτεθειμένο n -φορές ημιαγωγό. αυτό είναι μία δομή στην οποία, εξαιτίας της συμμετρίας του δεν υπάρχει προτίμηση για την μεταφορά των ηλεκτρονίων σε μία κατεύθυνση και οι οπές στην αντίθετη κατεύθυνση και έτσι κανένα ρεύμα ή τάση δεν αναμένεται.

Σαν αποτέλεσμα ενός ανασυνδυασμού μιας υποτιθέμενης δυνατής επιφάνειας, οι συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και των οπών στις επιφάνειες στα δεξιά και στα αριστερά δεν διαφέρουν από τις τιμές τους σε μία σκοτεινή κατάσταση, ακόμα και αν ο ημιαγωγός είναι φωτισμένος. Οι ενέργειες του fermi για την μεταβίβαση και τις ζώνες σθένους οι οποίες είναι διαφορετικές μέσα στον ημιαγωγό, ως εκτούτου συγχωνεύονται μέσα σε μία ελεύθερη δύναμη φερμι στην επιφάνεια. Αυτό το αποτέλεσμα στις κατανομές για τις δυο ενέργειες fermi, οι οποίες οδηγούν τα ηλεκτρόνια και τις οπές και προς στις δύο επιφάνειες όπου ανασυνδυάζονται. Από την απουσία ενός εξωτερικού στρογγυλού εμφυτεύματος όπου καμία φόρτιση ρεύματος δεν μπορεί να ρέει, τα ρεύματα σωματιδίων των ηλεκτρονίων και των οπών που ρέουν στην ίδια επιφάνεια πρέπει να είναι ίσα. Λόγω της μεγάλης αγωγιμότητας των ηλεκτρονίων για τους n -αγωγούς, προκύπτει από την εξίσωση (1.17) ότι η κλίση της ενέργειας fermi για τη ζώνη αγωγιμότητας $\epsilon_{\text{φσ}}$ είναι μικρότερη από την κλίση της $\epsilon_{\text{ων}}$, σε έναν p -αγωγό αυτό θα μπορούσε να είναι το αντίθετο. Εμείς βλέπουμε ότι, σε μία φωτισμένη διαμόρφωση “πν” χωρίς φόρτιση ρεύματος, για παράδειγμα, κάτω από κατάσταση ανοιχτού κυκλώματος, μία διαφορά στα αποτελέσματα των δυνάμεων fermi ανάμεσα στις δύο επιφάνειες με δυνατό ανασυνδυασμό επιφανειών, για τον καθορισμό του φορέα των συγκεντρώσεων στις επιφάνειες σε διαφορετικές τιμές.

Τα ηλεκτρόνια ρέουν προς τα αριστερά όταν η ενδεχόμενη ηλεκτροχημική τους, η ενέργεια fermi, $H_e = E_{\text{φσ}}$, μειώνεται προς τα αριστερά. Οι οπές ρέουν προς τα δεξιά όταν το ηλεκτροχημικό δυναμικό τους, $H_h = -E_{\text{φν}}$, μειώνεται προς τα δεξιά (όταν η $E_{\text{φβ}}$ αυξάνεται προς τα δεξιά). Για το ρεύμα του ηλεκτρονίου προς τα αριστερά και το ρεύμα της οπής προς τα δεξιά οι κατανομές των ενεργειών του fermi $E_{\text{φσ}}$ στα αριστερά και $E_{\text{φβ}}$ στα δεξιά είναι μικρές, δεδομένου ότι οι αγωγιμότητες των ηλεκτρονίων στον n -αγωγό και των οπών στον p -αγωγό είναι μεγάλες. Αυτή είναι η σημαντική ιδιότητα η οποία προκαλεί τις ενέργειες fermi σε δύο επιφάνειες ώστε να είναι διαφορετικές.

Οι κατανομές των ενεργειών fermi για την ζώνη σθένους στον n -αγωγό στα αριστερά και την ζώνη αγωγιμότητας στον p -αγωγό στα δεξιά, αναπόφευκτο είναι λόγω της σύγκλισης των ενεργειών fermi στην επιφάνεια, ότι μπορούν να γίνουν μεγάλες. Αυτό το αποτέλεσμα είναι από τις πολύ μικρές συγκεντρώσεις, και κατά συνέπεια μικρές αγωγιμότητες, των οπών στο n -αγωγό και των ηλεκτρονίων στον p -αγωγό. Η χημική ενέργεια ανά ζευγάρι ηλεκτρονίου-οπής ($E_{\text{φσ}} - E_{\text{φν}}$) που προκύπτει από την έκθεση στο φως δεν μπορεί πλήρως να χρησιμοποιηθεί από ένα εξωτερικό κύκλωμα. Αυτό οφείλεται στο πόση μικρή είναι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στον n -αγωγό και των οπών στον p -αγωγό στην σκοτεινή κατάσταση, τουλάχιστον κοντά στις επιφάνειες, οι οποίες απαιτούν μη αμελητέα κατανομή στην πλειοψηφία της μεταφοράς των ενεργειών fermi, ακόμα και κάτω από ανοιχτές καταστάσεις, να ισοσταθμίσει το ρεύμα των φορέων μειονότητας. Μία ροή φόρτισης ρεύματος σε ένα εξωτερικό κύκλωμα, όταν η τάση του V ανάμεσα στους ακροδέκτες μειώνεται κάτω από την τιμή του ανοιχτού κυκλώματος. Αυτό θα αυξήσει τις κατανομές των ενεργειών fermi για τους φορείς πλειοψηφίας και την μείωση των κατανομών για τους φορείς μειονότητας, που προκύπτουν στο πλαίσιο των προτιμησιακών κινήσεων των ηλεκτρονίων στα αριστερά και των οπών στα δεξιά. Θα επιστρέψουμε σε αυτό το σημείο στο επόμενο κεφάλαιο.

Η προϋπόθεση για την ύπαρξη των κατανομών των ενεργειών fermi, που απαιτεί να

οδηγήσουμε τα ρεύματα (χωρίς να εφαρμόσουμε μία τάση εξωτερικά) είναι ο διαχωρισμός των ενεργειών fermi. Από την φόρτιση ρεύματος οι πυκνότητες των ηλεκτρονίων και των οπών είναι, το πολύ ίσες με την πυκνότητα ρεύματος των φωτονίων που απορροφάται, πολλαπλασιασμένο από την στοιχειώδη φόρτιση, ($S_i \leq 42 \text{ mA/cm}^2$) για το συνηθισμένο επίπεδο του ($10^{16}-10^{17}$) cm^{-3} και στον ν-αγωγό και στον π-αγωγό και μόνο μία πολύ μικρή κατανομή ενέργειας fermi απαιτείται για τους φορείς πλειονότητας. Παρά την ροή ρεύματος, ένα μεγάλο μέρος του διαχωρισμού της ενέργειας fermi είναι ακόμα παρούσα σαν διαφορά των ενεργειών fermi στους ακροδέκτες στα αριστερά και στα δεξιά. Αυτό παράγει την τάση V στους ακροδέκτες του ηλιακού κυττάρου:

$$V = 1/e \int \text{grad} E_f dx \quad (2.1)$$

από το $E_{\text{φσ}} = E_{\text{φβ}}$ και στους δύο ακροδέκτες, ένα θα μπορούσε επίσης να ενσωματωθεί πάνω από το $\text{grad} E_{\text{φβ}}$.

Αυτή η τάση δίνεται από τη διαφορά των ενεργειών fermi στα αριστερά και στα δεξιά με $eV = \Delta E_f$, αποτέλεσμα από το γεγονός ότι το $\text{grad} E_f$, δίνει τη δύναμη από τη φόρτιση ρεύματος στο εξωτερικό κύκλωμα όπως επίσης, για παράδειγμα, σε ένα βολτόμετρο με πεπερασμένη εσωτερική αντίσταση (μία άπειρη αντίσταση δεν υπάρχει). Το βολτόμετρο δείχνει ο V όταν δεν υπάρχει κινητήρια δύναμη για τα ηλεκτρόνια χωρίς το βολτόμετρο, για παράδειγμα, $\text{grad} E_f = 0$ χωρίς το βολτόμετρο $\Delta E_f = 0$ στο τελικό του.

Εμείς βλέπουμε ότι ένα βολτόμετρο στην ουσία πάντα μετρά τις διαφορές σε ένα ενδεχόμενο ηλεκτροχημικό των ηλεκτρονίων αν αυτά είναι τα μόνα κινητά σωματίδια χωρίς το όργανο. Ένα βολτόμετρο δεν μετράει τις διαφορές $\Delta \phi$ του ηλεκτρικού δυναμικού όπως για παράδειγμα ανάμεσα στις αριστερές και δεξιές πλευρές του ημιαγωγού που θα έδειχνε ο V .

2.1 Μήκος διάχυσης των φορέων μειονότητας

Ο στόχος μας είναι ότι όσο περισσότερες φορτίσεις ρεύματος παράγονται από την απορρόφηση των φωτονίων, τόσο πιο πολύ ρέουν προς τους ακροδέκτες του ηλιακού κυττάρου. Δυστυχώς, η ύπαρξη της κινητήριας δύναμης για τις φορτίσεις του ρεύματος δεν είναι επαρκής. Από τα ηλεκτρόνια και τις οπές ανασυνδυάζονται μετά από τη διάρκεια ζωής, και αυτά πρέπει επίσης να μπορούν να φτάσουν τους ακροδέκτες σε αυτό το χρόνο.

Για να δούμε πόσο μακριά ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να ταξιδέψει από τη διάχυση πριν αυτό εξαφανιστεί από τον ανασυνδυασμό, βλέπουμε ένα μικρό παράδειγμα, που τα ηλεκτρόνια εγγέονται με την πυκνότητα ρεύματος J_e μέσα σε έναν π-αγωγό σαν μία φόρτιση του ρεύματος μειονότητας. Τα ηλεκτρόνια θα μετακινηθούν στην x -κατεύθυνση, στο Y - και στις Z -κατεύθυνσεις του συστήματος θα πρέπει να είναι ομογενή. Η φόρτιση εγγέεται με τα ηλεκτρόνια και γρήγορα θα μετακινηθούν από μία αναδιάταξη από πολλές οπές στον π-αγωγό χωρίς πάντως την εξάλειψη των ηλεκτρονίων σαν σωματίδια όπως εξηγήθηκε στο κεφάλαιο 2.4.

η σταθερής κατάστασης διανομή των επιπλέον εγγεόμενων ηλεκτρονίων στην x -κατεύθυνση δίνεται από τη εξής εξίσωση

$$\nabla_{\text{νε}} / \Theta_{\tau} = G_e - R_e - \text{div} J_e = 0 \quad (2.2)$$

για το σωματίδιο διάχυσης ρεύματος,

$$J_e = -D_e (D N_e / dx) \text{ και } \text{div} J_e = -D_e (d^2 N_e / dx^2)$$

στον π-αγωγό

$$G_e = G_e^0 = N_e^0 / \tau_e \text{ και } R_e = N_e(x) / \tau_e = N_c^0 / \tau_e + D_n e(x) / \tau_e$$

αυτό τότε ακολουθείται από την εξίσωση 5.15 ότι

$$-(D_n e(x) / \tau_e) + D_e (d^2 N_e(x) / dx^2) = 0 \quad (2.3)$$

η λύση παίρνει τη μορφή

$$\Delta N_e(x) = \Delta N_e(0) \exp(-x / L_e) \quad (2.4)$$

το χαρακτηριστικό μήκος L_e είναι το μήκος διάχυσης (εδώ για τα ηλεκτρόνια).

Αντικαταστήνοντας αυτό το αποτέλεσμα στην εξίσωση 2.3 εμείς έχουμε

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\Delta\epsilon T_e} \quad (2.5)$$

για τα ηλεκτρόνια καθαρού πυριτίου $\Delta\epsilon = 35 \text{ cm}^2/\text{s}$. Για τη διάρκεια ζωής για παράδειγμα του $T_e = 10^{-6} \text{ s}$, $\Delta\epsilon = 60 \mu\text{m}$. Σε περίπτωση του καθαρού πυριτίου το μήκος διάχυσης των λίνων χιλιοστών λαμβάνεται υπόψη για τα ηλεκτρόνια.

Το μήκος διάχυσης είναι το κύριο μονοπάτι μήκους για την διάχυση μίας φόρτισης ρεύματος κατά τη διάρκεια ζωής. Σε μία ομογενή φωτισμένη πν-δομή μόνο αυτά τα ηλεκτρόνια θα φτάσουν τον ν-αγωγό τα οποία παράγονται στον π-αγωγό σε μία απόσταση όχι μεγαλύτερη από το μήκος διάχυσής τους.

Μία που τα ηλεκτρόνια είναι χωρίς το ν-αγωγό, σε μία περιοχή στην οποία τα ηλεκτρόνια είναι στην πλειονοπία τους φορείς φορτίων, ο ανασυνδυασμός τους δεν έχει επίδραση στην φόρτιση ρεύματος. Ακόμα και αν αυτά ανασυνδυαστούν στον ν-αγωγό, ο ανασυνδυασμός δεν εξαλείφει τη φόρτισή τους. Από την φόρτιση μεταφέρεται από την πλειονότητα των φορέων, όπως θα εξηγηθεί στην επόμενη παράγραφο, άλλα ηλεκτρόνια θα συνεχίσουν να μεταφέρουν τη φόρτιση. Ο ανασυνδυασμός μειώνει την φόρτιση ρεύματος μόνο αν αυτό επηρεάζει τους φορείς μειονότητας που παράγονται από τον φωτισμό.

2.2 Διηλεκτρική χαλάρωση

Στη συζήτησή μας για τη διάχυση των ηλεκτρονίων στον π-αγωγό στην προηγούμενη παράγραφο, δεν θεωρούμε τον σχηματισμό του κενού του αποτελέσματος της φόρτισης από τη φόρτιση των ενέσιμων ηλεκτρονίων και αυτό επιδρά στην μεταφορά των ηλεκτρονίων. Εμείς τώρα θα δείξουμε ότι οποιοδήποτε κενό φόρτισης των φορέων μειονότητας γρήγορα αφαιρείται από μια αναδιάταξη των φορέων πλειονότητας. Σε ένα κατά τα άλλα τελείως ομογενοποιημένο σύστημα με αγωγιμότητα σ , ένα κενό φόρτισης $Pq(x)$ υποτίθεται ότι υφίσταται στην τιμή $t=0$. Εμείς θα εξετάσουμε πως γρήγορα φθίνει μέσω της φόρτισης ρεύματος Jq οδηγούμενο από το πεδίο του κενού φόρτισης. Υποθέτουμε ότι οι φορείς πλειονότητας κυριαρχούν την αγωγιμότητα και ότι η αναδιάταξή τους προξενεί μόνο αρνητικές αλλαγές στην συγκέντρωσή τους, έτσι ώστε η διάχυση δεν είναι σημαντική.

Η εξίσωση συνέχειας για τη φόρτιση δίνεται από τον τύπο,

$$\partial\rho q / \partial t = -\text{div} Jq \quad (2.6)$$

Επειδή η φόρτιση διατηρείται αυστηρά δεν υπάρχουν τιμές παραγωγής και εκμηδένισης. Μία από τις εξισώσεις του maxwell σχετίζεται με το κενό πυκνότητας φορτίου Pq στη δύναμη ηλεκτρικού πεδίου E

$$\text{div} D = E \epsilon_0 \text{div} E = Pq. \quad (2.7)$$

το ηλεκτρικό πεδίο παράγει μια φόρτιση ρεύματος $Jq = sE$ από το οποίο εμείς βρίσκουμε ότι

$$\text{div} Jq = s \text{div} E + E \text{grad} s \quad (2.8)$$

Λόγω της υποτιθέμενης ομοιογένειας, $\text{grad} s = 0$. Αντικαθιστώντας την εξίσωση 5.21 στην εξίσωση 2.6 και αντικαθιστώντας το $\text{div} E$ από την εξίσωση (2.7)

$$\partial\rho q / \partial t = -s \text{div} E = -s / E \epsilon_0 Pq \quad (2.9)$$

Με τη λύση

$$Pq(t) = Pq(0) \exp(-t / E \epsilon_0 / s) \quad (2.10)$$

$E \epsilon_0 / s$: είναι γνωστό ως ο διηλεκτρικός χρόνος χαλάρωσης. Αν αυτό είναι μικρό συγκρίνεται με την διάρκεια ζωής των φορέων μειονότητας, η κίνησή τους είναι ουσιαστικά ανεπηρέαστη από την αρχική φόρτιση κενού. Σε αυτό το παράδειγμα, η διάχυση ηλεκτρονίων μέσα στον π-αγωγό σπρώχνει αντισταθμίζοντας την φόρτιση από τη διηλεκτρική χαλάρωση των φορέων πλειονότητας (οπές) δια μέσω των ελαφών μέσα στον

π-ανωνό.

Στο ν-πυρίτιο, με ένα ντοπάρωμα της τάξεως του $10^{17}/\text{cm}^3$ μία κινητικότητα ηλεκτρονίου ίση με $Vc=1000\text{cm}^2/(\text{Vs})$ και $E=12$ ο χρόνος διηλεκτρικής χαλάρωσης είναι $E\sigma/\sigma=6 \times 10^{-14}\text{s}$, και κατά συνέπεια αρκετά συστήματα μεγέθους είναι μικρότερα από την διάρκεια ζωής.

2.3 Η αμφοπολική διάχυση

Η μεταχείριση της διάχυσης στο κεφάλαιο 2.3 όπου υποθέσαμε πως τα σωματίδια που διαχέονταν ήταν φορείς μειονότητας με μία συγκέντρωσή πολύ μικρότερη από αυτό των φορέων πλειονότητας. Σαν αποτέλεσμα, το κενό της φόρτισης συνοδευόμενο από τους εγγειόμενους φορείς μειονότητας έχει τελείως εξαλειφθεί από την διηλεκτρική χαλάρωση από τους φορείς πλειονότητας.

Τώρα συζητάμε την περίπτωση των ηλεκτρονίων και των οπών που παράγονται από την απορρόφηση του φωτός κοντά στην επιφάνεια, και στις μεγάλες συγκεντρώσεις που συγκρίνονται με τις συγκεντρώσεις στην σκοτεινή κατάσταση. Λόγω των κατανομών της συγκέντρωσής τους αυτά διαχέονται από την επιφάνεια μέσα στο εσωτερικό. Εμείς θα υποθέσουμε ότι τα ηλεκτρόνια έχουν την μεγαλύτερη κινητικότητα, μεγαλύτερο συντελεστή διάχυσης και έτσι κινείται γρηγορότερα. Τα ηλεκτρόνια και οι οπές έτσι, θα χωριστούν μερικώς. Αυτό οδηγεί στον σχηματισμό ενός θετικού κενού φόρτισης κοντά στην επιφάνεια το οποίο προκαλείται από τις οπές που άφησε πίσω και ένα αρνητικό κενό φόρτισης λόγω των ηλεκτρονίων στο εσωτερικό. Το ηλεκτρικό πεδίο που προκαλείται από αυτή την διανομή φόρτισης κατευθύνεται έτσι ώστε να αντισταθμίσει για τις διαφορετικές κινητικότητες για τα ηλεκτρόνια και τις οπές. Τα ηλεκτρόνια επιβραδύνονται και οι οπές επιταχύνονται. Αυτός ο συνδυασμός κίνησης για μια δυνατή, μη ομοιογενή ύπαρξη αναφέρεται σαν μία αμφοπολική διάχυση. Μέχρι αυτό να περιλαμβάνει την κίνηση των ηλεκτρονίων και των οπών με την ίδια ταχύτητα στην ίδια κατεύθυνση, δεν υπάρχει καμία φόρτιση ρεύματος που να σχετίζεται με την αμφοπολική διάχυση.

Το σωματίδιο ρεύματος για τα ηλεκτρόνια και τις οπές είναι

$$J_e = -D_e \text{grad} N_e - (S_e/e)E \quad (2.11)$$

$$J_h = -D_h \text{grad} N_h + (S_h/e)E$$

για την εξαφάνιση της φόρτισης ρεύματος

$$J_q = e D_e \text{grad} N_e - e D_h \text{grad} N_h + (S_e + S_h)E = 0 \quad (2.12)$$

εμείς βρήκαμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο που σχετίζεται με την αμφοπολική διάχυση δίνεται από

$$E = e / (S_e + S_h) (D_h \text{grad} N_h - D_e \text{grad} N_e) \quad (2.13)$$

Αυτό είναι εξαιτίας αυτού του πεδίου που τα ηλεκτρόνια και οι οπές κινούνται με την ίδια ταχύτητα, έτσι ώστε $J_e = J_h$. Με πολύ μικρές διαφορές στις συγκεντρώσεις ήδη παράγει μεγάλα κενά φόρτισης και υψηλού πεδίου δυνάμεις, οι διανομές των ηλεκτρονίων και των οπών δεν μπορούν να είναι πολύ διαφορετικές και ισχύει $\text{grad} N_e = \text{grad} N_h = \text{grad} n$. Η προσέγγιση που προκύπτει από το πεδίο της εξίσωσης (2.13) υποκαθίσταται στην εξίσωση 5.24 και δίνει το σωματίδιο ρεύματος στο πεδίο E.

$$J_e = J_h = -(D_e S_h + D_h S_e / (S_e + S_h)) \text{grad} n \quad (2.14)$$

από τη στιγμή που αυτό έχει τη φόρμα για την εξίσωση της φόρτισης διανομής, εμείς μπορούμε να ορίσουμε

$$D_{amb} = D_e S_h + D_h S_e / (S_e + S_h) \quad (2.15)$$

σαν τον συντελεστή της αμφοπολικής διάχυσης.

2.4 Το φαινόμενο DEMBER

Για να καταλήξουμε σε αυτό το κεφάλαιο, θα παρουσιάσουμε ένα παράδειγμα για να δείξουμε πόσο σημαντικό είναι να γίνει η διάκριση ανάμεσα στις ηλεκτρικές δυναμικές διαφορές και ηλεκτροχημικές δυναμικές διαφορές.

Εμείς θα υπολογίσουμε την ηλεκτρική δυναμική διαφορά η οποία δίνει αποτέλεσμα από το ηλεκτρικό πεδίο της αμπελικής διάχυσης. Αυτό σημαίνει ότι η ίδια υπόθεση είναι η δυνατή, ανομοιογενή εφαρμογή διέγερσης, σαν αποτέλεσμα του οποίου η συγκέντρωση του φορέα μειονότητας είναι μεγαλύτερη από την συγκέντρωση του φορέα πλειονότητας στο σκοτάδι. Με τη σχέση του Αινστάιν $D_i = B_i kT/e$ εκφράζουμε το συντελεστή διάχυσης στην εξίσωση 2.13 από τις κινητικότητες, εφαρμόζουμε την προσέγγιση ότι τα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν την ίδια διανομή ($\text{grad}N_e = \text{grad}N_h$) πολλαπλασιάζουμε και τον αριθμητή και τον παρανομαστή στην εξίσωση 5.26 με το $e(B_e + B_h)$ και βρίσκουμε

$$E = (kT/e)(B_h - B_e / B_e + B_h)(\text{grad}(S_e + S_h) / S_e + S_h) = (kT/e)(B_h - B_e / B_e + B_h) \text{grad} \ln(S_e + S_h) \quad (2.16)$$

χρησιμοποιώντας το $E = -\text{grad}\phi$, μετά την ένταξη, εμείς βρίσκουμε την ηλεκτρική δυναμική διαφορά ανάμεσα στην επιφάνεια ($\chi=0$) και του εσωτερικού του ημιαγωγού ($\chi=\infty$) αποτέλεσμα από την ανομοιογενή έκθεση στο φως. Αυτή είναι η τάση dember,

$$\Delta\phi = \phi(0) - \phi(\infty) = (kT/e)(B_e - B_h / B_e + B_h) \ln(\Sigma e(0) + \Sigma h(0) / \Sigma e(\infty) + \Sigma h(\infty)) \quad (2.17)$$

για την συγκεκριμένη περίπτωση στην οποία τα ηλεκτρόνια και οι οπές διαχέονται από την επιφάνεια ενός ημιαγωγού που αυτά παράγονται, μέσα στο εσωτερικό, με τα ηλεκτρόνια να είναι πιο κινητικά ($B_e > B_h$) η επιφάνεια τότε γίνεται θετικά φορτισμένη και αναλαμβάνει ένα δυναμικό, το οποίο είναι περισσότερο θετικό από το $\Delta\phi$ από το εσωτερικό.

Προκυμένου να καταλάβουμε σωστά την έννοια του φαινομένου Dember, θα εξετάσουμε την περίπτωση στην οποία τα ηλεκτρόνια είναι κινητά, ενώ οι οπές είναι ακίνητες ($B_h = 0, \Sigma h = 0$). Για αυτή την περίπτωση, η τάση Dember φτάνει την μέγιστη πιθανή τιμή

$$\Delta\phi = (kT/e) \ln(N_e(0) / N_e(\infty)) \quad (2.18)$$

για αυτή την ειδική περίπτωση, πάντως, μπορούμε εύκολα να δούμε ότι αυτή η ηλεκτρική διαφορά δυναμικού δεν μπορεί να μετρηθεί σαν μία τάση σταθερής κατάστασης. Για κινητές οπές, τα ρεύματα των σωματιδίων ηλεκτρονίων πρέπει να εξαφανιστούν μαζί με την φόρτιση ρεύματος κάτω από την κατάσταση ενός ανοιχτού κυκλώματος κατά τη διάρκεια μιας μέτρησης της τάσης.

από την εξίσωση 1.18 το ηλεκτροχημικό δυναμικό H_e για τα ηλεκτρόνια πρέπει να έχουν την ίδια αξία παντού όταν το ρεύμα ηλεκτρονίου είναι μηδέν. Έτσι, καμία μετρήσιμη τάση δεν βρίσκεται σαν τη διαφορά του ηλεκτροχημικού δυναμικού μεταξύ των δεξιών και αριστερών πλευρών. Η ηλεκτρική διαφορά δυναμικού στην εξίσωση 2.18 μπορεί να διαβαστεί ακριβώς από το διαχωρισμό ανάμεσα στην αγωγιμότητα της άκρης E_s και της ενέργειας $fermi E_{fc}$. Η αξία του στην εξίσωση 2.18 βασίζεται έτσι σε μία σταθερή ενέργεια $fermi$ με την προϋπόθεση ότι καμία τάση δεν είναι μετρήσιμη.

Μια διαφορά δυναμικού dember (εμείς αποφεύγουμε τον όρο τάση, ο οποίος θέλουμε να διατηρηθεί για μετρήσιμες τάσεις) πάντα προκύπτει από μία ανομοιογενή παραγωγή των ηλεκτρονίων και των οπών όταν αυτά έχουν διαφορετικές κινητικότητες. Όπως αναμενόταν, η διαφορά δυναμικού dember εξαφανίζεται όταν τα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν τις ίδιες κινητικότητες και είναι η μέγιστη όταν ένας από τους τύπους φορέων είναι ακίνητος.

Το φαινόμενο dember γίνεται λιγότερο σημαντικό σε έναν ημιαγωγό με μεταλλική επαφή. Μια κατανομή της συγκέντρωσης, όπως υποθέσαμε στο παράδειγμά μας, μπορεί μόνο να αναπτυχθεί σε μία επιφάνεια που ο βαθμός ανασυνδυασμού δεν είναι ιδιαίτερα υψηλός. Λαμβάνοντας υπόψη ότι οι τάσεις είναι μετρήσιμες ανάμεσα σε μεταλλικές επαφές στις οποίες, λόγω του υψηλού βαθμού ανασυνδυασμού σε αυτή την διεπαφή, οι πυκνότητες του ηλεκτρονίου και της οπής παραμένουν αμετάβλητες ακόμα και όταν εκτίθενται στο φως, εμείς τότε βρίσκουμε τη διανομή δυναμικού για τις ακίνητες οπές ανάμεσα σε δύο ταυτόσημες μεταλλικές επαφές. Εδώ, η παραγωγή των ζευγαριών ηλεκτρονίου-οπής έχει επεκταθεί σε μία μικρή περιοχή κοντά στην επιφάνεια προκειμένου να μπορεί να δει οποιαδήποτε αλλαγή στη συγκέντρωση. Για ακόμα μια φορά, εμείς βλέπουμε τις διαφορές

του ηλεκτρικού δυναμικού ανάμεσα στην επιφάνεια και το εσωτερικό. Εξαιτίας των αμετάβλητων συγκεντρώσεων στις μεταλλικές επαφές, πάντως, το φαινόμενο dember δεν παράγει ούτε μία ηλεκτρική ή μια ηλεκτροχημική σταθερή κατάσταση διαφοράς δυναμικού ανάμεσα στις μεταλλικές επαφές όταν μόνο ένας τύπος μεταφοράς φόρτισης είναι κινητός.

Για τη συζήτηση του φαινομένου dember, καταλήγουμε ότι καμιά διαφορά ηλεκτροχημικού δυναμικού δεν προκύπτει ως ένα αποτέλεσμα ενός ανομοιογενούς φωτισμού όταν μόνο ένας τύπος φορέα φόρτισης είναι κινητός και όταν αυτοί διανέμονται σύμφωνα με τα στατιστικά fermi πάνω στις διαθέσιμες καταστάσεις. Αυτός ο περιορισμός στην διανομή fermi είναι απαραίτητος προκειμένου να αποκλείσει τα ημιανώνυμα των ηλεκτρονίων από τους ημιαγωγούς και τα μέταλλα μέσα στο κενό (ή μέσα σε κάποιο άλλο μέσο) το οποίο κάνει το ίδιο αποτέλεσμα με μετρήσιμες τάσεις.

Μια τάση που απορρέει από την φόρτιση ρεύματος και συμπεριφέρεται σύμφωνα με την διανομή fermi απαιτεί τουλάχιστον δύο διαφορετικούς τύπους κινητών φορέων. Αυτό είναι αλήθεια γενικά. Για τα ηλιακά κύτταρα, αυτά τα ηλεκτρόνια και οι οπές, για μια μπαταρία, αυτά τα ηλεκτρόνια είναι ιόντα.

Για την προηγούμενη συζήτηση ήταν σημαντικό να διακρίνουμε μεταξύ των διαφορών ηλεκτρικού και ηλεκτροχημικού δυναμικού και θα εμβαθύνουμε στις ουσιαστικές διαφορές για ακόμα μια φορά.

Οι διαφορές ηλεκτροχημικού δυναμικού είναι μετρήσιμες σαν τάσεις σταθερής κατάστασης και σχετίζονται με τα ρεύματα. Οι κινητήριες δυνάμεις για τα ρεύματα είναι οι κατανομές των ηλεκτροχημικών δυναμικών και η πτώση της τάσης είναι αποτέλεσμα της φόρτισης ρεύματος δια μέσω μιας αντίστασης σε μια σταθερή κατάσταση που προκύπτει από μια διαφορά ηλεκτροχημικού δυναμικού.

Αντίθετα, οι διαφορές ηλεκτρικού δυναμικού, όπως είδαμε ήδη από τη σχέση τους με την πυκνότητα φόρτισής τους στη διανομή φόρτισης μπορούν να παράγουν μετρήσιμες τάσεις, οι οποίες πάντως είναι μη στατικές. Σαν παράδειγμα, μπορούμε να πάρουμε το φαινόμενο dember για μία φωτισμένη, ελεύθερη επιφάνεια ενός ημιαγωγού χωρίς επαφή, συνδεδεμένο με την μη φωτισμένη πίσω πλευρά σε έναν ακροδέκτη ενός βολτόμετρου. Ο δεύτερος ακροδέκτης ενός βολτόμετρου είναι συνδεδεμένος με ένα διαφανές αγώγιμο στρώμα σε κοντινή εγγύτητα σε μία φωτισμένη επιφάνεια. Σε αυτή την διευθέτηση το βολτόμετρο συνδέεται χωρητικά με μια επιφάνεια ημιαγωγού. Αν η επιφάνεια του ημιαγωγού είναι θετικά φορτισμένη σε σχέση με το εσωτερικό κατά τη διάρκεια της φώτισης, το διαφανές ηλεκτρόδιο που είναι συνδεδεμένο από ένα βολτόμετρο στην πίσω πλευρά του ημιαγωγού γίνεται αρνητικά φορτισμένο. Η μεταφορά φορτίου δια μέσω του βολτόμετρου τότε παράγει μία τάση η οποία ονομάζεται επιφάνειας "φωτο-τάση". Αυτό εξαρτάται από τις σειρές της σύνδεσης της χωρητικότητας ανάμεσα στο μεταφερόμενο ηλεκτρόδιο και στην επιφάνεια και στην χωρητικότητα μεταξύ των κέντρων του θετικού και του αρνητικού φορτίου στον ημιαγωγό. Εδώ είναι σημαντικό ότι η τάση που φαίνεται από το βολτόμετρο είναι μη ακίνητη και διασπά τον RC χρόνο του κυκλώματος της μέτρησης του βολτόμετρου αν και η επιφάνεια του ημιαγωγού είναι ακόμα φωτισμένη.

Ακριβώς όπως οι διαφορές του ηλεκτροχημικού δυναμικού διανέμονται σύμφωνα με τις τιμές των αντιστάσεων που είναι σε σειρά συνδεδεμένα, μέσω του οποίου οι ίδιες ροές ρεύματος, οι διαφορές του ηλεκτρικού δυναμικού διανέμονται σύμφωνα με τις τιμές των χωρητικότητων που είναι σε σειρά συνδεδεμένες, οι οποίες κουβαλούν το ίδιο φορτίο.

2.5 Μαθηματική περιγραφή

Εμείς τώρα έχουμε συγκεντρώσει όλες τις εξισώσεις οι οποίες μαζί με τα κατάλληλα όρια στις καταστάσεις, μας επιτρέπει να λύσουμε όλα τα προβλήματα των συσκευών του ημιαγωγού. Αυτές οι εξισώσεις είναι οι ακόλουθες

-Για την φόρτιση ρεύματος

$$J_q = -e j_e + e j_h;$$

-για τα ρεύματα σωματιδίων:

$$j_e = -\sigma_e / \varepsilon^2 \operatorname{grad} \eta_e$$

$$j_h = -\sigma_h / \varepsilon^2 \operatorname{grad} \eta_h$$

-για τις συγκεντρώσεις του φορέα:

$$\theta_{n_e} / \theta t = G_e - R_e - \operatorname{div} j_e,$$

$$\theta_{n_h} / \theta t = G_h - R_h - \operatorname{div} j_h;$$

-για το ηλεκτρικό δυναμικό:

$$\nabla^2 \varphi = -\rho_q / \varepsilon \varepsilon_0$$

αυτό το σύστημα των εξισώσεων πρέπει να λυθεί για κάθε σημείο του ηλιακού κυττάρου προς τις οριακές συνθήκες. αυτή είναι μία περίπλοκη αριθμητική προσέγγιση. Στη συζήτηση του ηλιακού κυττάρου δεν θα προχωρήσουμε σε αυτή την κατεύθυνση, μέχρις ότου αυτό είναι αφηρημένο και κρύβει τη Φυσική πίσω από το ηλιακό κύτταρο, από το να το αποσαφηνίσει.

3. Βασική δομή του ηλιακού κυττάρου

Προκειμένου να κατανοήσουμε με σαφήνεια τις απαιτήσεις του ηλιακού κυττάρου, το οποίο γίνεται για να γενικεύσουμε το ρεύμα και την τάση, πρώτα θα στραφούμε σε ένα συνηθισμένο πρόβλημα το οποίο ίσως είναι ευκολότερο να καταλάβουμε και το οποίο απαιτεί ότι η δουλειά ενός ηλιακού κυττάρου έχει περισσότερο από μία χημική από ότι μία ηλεκτρική φύση.

3.1 Ένα χημικό ηλιακό κύτταρο

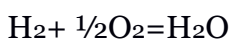
Έστω ότι έχουμε ένα υποθετικό ηλιακό κύτταρο στο οποίο το νερό (H_2O) αποσυντίθεται σε υδρογόνο (H_2) και οξυγόνο (O_2) από την απορρόφηση των υψηλής ενέργειας φωτονίων. Σαν αποτέλεσμα, οι πιέσεις του υδρογόνου και του οξυγόνου μέσα στο κύτταρο αυξάνεται πάνω από τις τιμές ισορροπίας. Αν κανένα υδρογόνο και οξυγόνο δεν μετακινηθεί, η οποία είναι ένας ανοιχτός κύκλος κάτω από σταθερές καταστάσεις, οι μερικές πιέσεις φτάνουν σε τιμές στις οποίες η αντίστροφη αντίδραση, ο ανασυνδυασμός του υδρογόνου και του οξυγόνου στο νερό, εμφανίζεται στον ίδιο βαθμό όπως της αντίδρασης της αποσύνθεσης. Εμφανέστατα, οι μερικές πιέσεις μειώνονται με την αύξηση της πιθανότητας της αντίστροφης αντίδρασης. Με έναν καταλύτη, όπως μία μεγάλη πλατινένια επιφάνεια, η αντίστροφη αντίδραση θα μπορούσε να έχει μία τόσο μεγάλη πιθανότητα που, ακόμα και με μια επιπλέον παραγωγή υδρογόνου και οξυγόνου από αποσύνθεση, οι μερικές πιέσεις παραμένουν πρακτικά στις τιμές ισορροπίας.

Παρόμοια με ένα ηλιακό κύτταρο, εμείς θέλουμε να εξάγουμε τα αέρια ξεχωριστά και με αυτά τη χημική τους ενέργεια. Πως μπορούμε να μετακινήσουμε τα αέρια ξεχωριστά από το μείγμα του κυττάρου της αντίδρασης? Αυτό απαιτεί μεμβράνες οι οποίες επιλεκτικά διαβιβάζουν μόνο ένα από τα αέρια. Αν η μερική πίεση, και έτσι το χημικό δυναμικό, ενός τύπου αερίου είναι μεγαλύτερη από την αντίδραση του κυττάρου από ότι έξω, αυτό το αέριο θα ρέει δια μέσω της μεμβράνης του έξω από το κύτταρο. Για μια μεμβράνη με καλή διαπερατικότητα, μόνο μια ελαφριά διαφορά στις μερικές πιέσεις των χημικών δυναμικών ανάμεσα στο μέσα και στο έξω είναι επαρκής για την μεταφορά των αερίων. Η χημική ενέργεια λαμβάνεται από την αποσύνθεση του νερού είναι μεγαλύτερη στην κατάσταση ανοιχτού κυκλώματος, όταν τα αέρια δεν μετακινούνται και δεν ανασυνδυάζονται. Αλλά στην απουσία της ροής αερίου, καμία χημική ενέργεια δεν μετακινείται. Από την άλλη πλευρά, μετακινώντας τα αέρια μειώνονται οι μερικές τους πιέσεις. Για μια άλλη περιορισμένη περίπτωση, όταν όλα τα αέρια που παράγονται και μετακινούνται και το ποσοστό ανασυνδυασμού είναι στην τιμή ισορροπίας, οι μερικές πιέσεις και το χημικό δυναμικό είναι επίσης στις τιμές ισορροπίας του και κατά συνέπεια καμία χημική ενέργεια δεν παρέχεται με τη ροή αερίου. Προκειμένου να ληφθεί η μέγιστη χημική ενέργεια ρεύματος, εμείς πρέπει έτσι να δεχτούμε ένα ορισμένο επίπεδο ανασυνδυασμού. Στο ακόλουθο, εμείς θα αναλύσουμε την προετοιμασία από αυτή την χημική του ηλιακού κυττάρου ποσοτικά.

Από το ελάχιστο από την ελεύθερη ενέργεια για την ισορροπία όλων των εξαρτημάτων στο χημικό κύτταρο σε σταθερή θερμοκρασία και ένταση και χωρίς φωτισμό

$$dF = \mu_{H_2} dN_{H_2} + \mu_{O_2} dN_{O_2} + \mu_{H_2O} dN_{H_2O} = 0 \quad (3.1)$$

από την χημική αντίδραση



και η εξίσωση 3.1 γίνεται

$$\mu_{H_2} + \frac{1}{2}\mu_{O_2} = \mu_{H_2O} \quad (3.2)$$

το οποίο, όπως είδαμε πριν, θα μπορούσαμε να έχουμε διαβάσει ακριβώς από την εξίσωση αντίδρασης. Η εξίσωση 3.2 είναι έγκυρη για την χημική ισορροπία. Όταν το άθροισμα του χημικού δυναμικού των αερίων είναι μεγαλύτερο από το χημικό δυναμικό του νερού, υπάρχει ένα δίκτυο παραγωγής νερού από τα αέρια. Όταν το άθροισμα του χημικού δυναμικού των αερίων είναι μικρότερο από το χημικό δυναμικό του νερού, υπάρχει ένα

δίκτυο παραγωγής αερίων από τη διάσταση του νερού. Τα χημικά δυναμικά των αερίων εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις τους με τον ίδιο τρόπο όπως για τα ηλεκτρόνια και τις οπές, ενώ το χημικό δυναμικό των μορίων του νερού στο νερό παραμένει σταθερό.

$$M_{\text{gas}} = M_0 + kT \ln(P_{\text{gas}}/P_0) \quad (3.3)$$

όπου αναλογικά ανάμεσα στη συγκέντρωση και στην μερική πίεση P που χρησιμοποιήθηκε. Η σίγουρη πίεση P_0 συχνά διαλέγεται σαν 1 ράβδος κάτω από σταθερές καταστάσεις. Με τη σχέση 3.3 μία σχέση για τις μερικές πιέσεις του υδρογόνου και του οξυγόνου σε μία χημική ισορροπία με το υγρό νερό στους 300K, το οποίο είναι ισοδύναμη από τη σχέση ανάμεσα στις συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και των οπών σε έναν μη φωτισμένο ημιαγωγό, $N_e^0 N_h^0 = N_i^2$ βρίσκεται από την εξίσωση 3.2

$$kT \ln \left(\frac{P_{\text{H}_2}^0 \sqrt{P_{\text{O}_2}^0}}{P_0^{3/2}} \right) = \mu_{0,\text{H}_2\text{O}} - \mu_{0,\text{H}_2} - \frac{1}{2} \mu_{0,\text{O}_2} = -2.46 \text{ eV}$$

(3.4)

η αξία στη δεξιά πλευρά της εξίσωσης 3.4 βρίσκεται στα βιβλία της φυσικής χημείας. Όπως για τις συγκεντρώσεις της εξίσωσης των ηλεκτρονίων και των οπών από το ντοπάριασμα, μία από τις μερικές πιέσεις μπορεί να επιλεγεί στο μέλλον. Όταν η μερική πίεση του οξυγόνου είναι $P_{\text{O}_2}^0 = 0.2 \text{ bar}$ ράβδος στον αέρα, η ισορροπημένη μερική πίεση του υδρογόνου είναι μόνο $P_{\text{H}_2}^0 = 1.8 \times 10^{-4} \text{ bar}$. Αν η μερική πίεση υδρογόνου μειώνεται κάτω από την αξία του, ο βαθμός ανασυνδυασμού των αερίων είναι μικρότερος από τον θερμοκί βαθμό της διάσπασης των μορίων νερού, μέχρι που η ισορροπημένη μερική πίεση αποκαθίσταται. Μέχρι 1 μόριο H_2 αντιδρά με $1/2$ μόριο O_2 για να δώσει ένα μόριο H_2O , ο βαθμός ανασυνδυασμού του υδρογόνου είναι

$$R_{\text{H}_2} \sim P_{\text{H}_2} \sqrt{P_{\text{O}_2}}$$

ο βαθμός ανασυνδυασμού για μη ισορροπημένες μερικές πιέσεις μπορούν να εκφραστούν από τον βαθμό ανασυνδυασμού ισορροπίας

$$R_{\text{H}_2} = R_{\text{H}_2}^0 \frac{P_{\text{H}_2} \sqrt{P_{\text{O}_2}}}{P_{\text{H}_2}^0 \sqrt{P_{\text{O}_2}^0}}$$

(3.5)

όταν από τη φώτιση, ο γενικευμένος βαθμός αυξάνεται από το γενικό βαθμό ισορροπίας $G_{\text{H}_2}^0$ από το ΔG_{H_2} , το υδρογόνο μπορεί να ρέει έξω από την αντίδραση του κυττάρου δια μέσω της μεμβράνης του. Το ρεύμα του υδρογόνου, αυθαίρετα μετράται θετικά αν αυτό ρέει μέσα στο κύτταρο, είναι:

$$\begin{aligned} j_{\text{H}_2} = 2j_{\text{O}_2} &= R_{\text{H}_2} - G_{\text{H}_2} \\ j_{\text{H}_2} = 2j_{\text{O}_2} &= R_{\text{H}_2}^0 \frac{P_{\text{H}_2} \sqrt{P_{\text{O}_2}}}{P_{\text{H}_2}^0 \sqrt{P_{\text{O}_2}^0}} - G_{\text{H}_2}^0 - \Delta G_{\text{H}_2} \\ j_{\text{H}_2} = 2j_{\text{O}_2} &= R_{\text{H}_2}^0 \left(\frac{P_{\text{H}_2} \sqrt{P_{\text{O}_2}}}{P_{\text{H}_2}^0 \sqrt{P_{\text{O}_2}^0}} - 1 \right) - \Delta G_{\text{H}_2} \end{aligned}$$

(3.6)

Η ερμηγεία είναι απλή. Το υδρογόνο και το οξυγόνο θα ρέει μέσα στο κύτταρο σε μία σταθερή κατάσταση μόνο αν περισσότερα μόρια στο κύτταρο εξαφανίζονται από τον ανασυνδυασμό από ότι είναι γενικευμένα από τη διάσπαση του νερού. Από την άλλη πλευρά, τα μόρια εκρέουν από το κύτταρο μόνο αν περισσότερα από τα γενικευμένα του κυττάρου ανασυνδυάζονται. Αν υποθέσουμε ότι οι κλίσεις των μερικών πιέσεων που απαιτούν να οδηγήσουν τα ρεύματα είναι μικρές, σαν αποτέλεσμα, τα ρεύματα του υδρογόνου και του οξυγόνου να περιορίζονται μόνο από τους βαθμούς των χημικών του αντιδράσεων και όχι από τη μεταφορά των αντιστάσεων. Το ρεύμα υδρογόνου ρέει ανάμεσα στο μπουκάλι υδρογόνου και το κύτταρο σαν μία λειτουργία της πίεσης του υδρογόνου στο μπουκάλι υδρογόνου, ενώ η πίεση οξυγόνου διατηρείται σταθερή. Οι αλλαγές στο ρεύμα με την πίεση του υδρογόνου μόνο εξαιτίας του βαθμού ανασυνδυασμού. Ο γενικευμένος βαθμός, στο σκοτάδι και κάτω από το φωτισμό, δεν εξαρτάται από την πίεση υδρογόνου. Σε μία μηδενική πίεση υδρογόνου μέσα στο κύτταρο και έξω, δεν υπάρχει ανασυνδυασμός και όλα τα μόρια γενικά εκρέουν από το κύτταρο. Η πίεση του ανοιχτού κυκλώματος στο μηδενικό ρεύμα, όταν ο βαθμός ανασυνδυασμού ισούται με τον γενικευμένο βαθμό, είναι η ισορροπημένη πίεση στο σκοτάδι και μία μεγαλύτερη πίεση από τον φωτισμό. Για ακόμα μεγαλύτερες πιέσεις, περισσότερα μόρια εξαφανίζονται από τον ανασυνδυασμό που είναι γενικευμένα. Αυτά αναπληρώνονται από ένα θετικό ρεύμα το οποίο ρέει μέσα στο κύτταρο.

Εμείς θα μπορούσαμε επίσης να σχεδιάσουμε το ρεύμα υδρογόνου σαν μια λειτουργία του χημικού δυναμικού του υδρογόνου ενώ κρατούσαμε το χημικό δυναμικό του οξυγόνου σταθερό. Αυτός ο σχεδιασμός έχει το πλεονέκτημα ότι η χημική ενέργεια ανταλλάσσεται ανάμεσα στα μπουκάλια αερίου και το κύτταρο εμφανίζεται σαν ορθογώνιο παραλληλόγραμμο. Με την εξίσωση 3.2 και 3.3 ο βαθμός ανασυνδυασμού μπορεί να γραφτεί σαν

$$R_{H_2} = R_{H_2}^0 \exp \left(\frac{\mu_{H_2} + 1/2\mu_{O_2} - \mu_{H_2O}}{kT} \right) \quad (3.7)$$

και η εξάρτηση του ρεύματος του υδρογόνου στο χημικό δυναμικό είναι

$$j_{H_2} = 2 j_{O_2} = R_{H_2}^0 \left[\exp \left(\frac{\mu_{H_2} + 1/2\mu_{O_2} - \mu_{H_2O}}{kT} \right) - 1 \right] - \Delta G_{H_2}$$

(3.8)

3.2 Βασικά μαθηματικά της ηλιακής κυψέλης

Μετατρέπουμε μια ημιαγωγοική ηλιακή κυψέλη στην οποία, αντι για υδρογόνο και οξυγόνο, επιπρόσθετα ηλεκτρόνια και οπές παράγονται από τον φωτισμό. Αυτή είναι η μόνη διαφορά από την χημική κυψέλη στο τελευταίο τμήμα. Ο πλήρης διάλογος για τα χημικά κύτταρα είναι για να δείξει την παραλληλότητα και να δώσει έμφαση στην χημική αντίδραση μεταξύ ηλεκτρονίων και οπών στους ημιαγωγούς.

Τι μαθαίνουμε από τις χημικές ηλιακές κυψέλες; Το σημαντικότερο είναι ότι η ημιπερατή μεμβράνη χρειάζεται και στις δύο μεριές του απορροφητή, όπως τα ηλεκτρόνια μπορούν μόνο να ρέουν έξω από τις αριστερές οπές προς τις δεξιές, εξαναγκάζοντας τους να παράγουν ένα ρεύμα φόρτισης που ρέει από τα αριστερά στις δεξιές κυψέλες.

Μία μεμβράνη που είναι διαπερατή για τα ηλεκτρόνια και μπλοκάρει τις οπές μπορεί να ήταν υλικό, το οποίο να έχει μεγάλη αγωγιμότητα για τα ηλεκτρόνια και μικρή αγωγιμότητα για τις οπές. Ξέρουμε ίδι ότι ένας ημιαγωγός n-τύπου είναι μικρός λόγο

μικρής συγκέντρωσης οπών. Για να λειτουργεί κανονικά σαν μια μεμβράνη ηλεκτρονίου, θα πρέπει να κάνουμε σίγουρο ότι οι οπές δεν έχουν εισαχθεί από τον ταλαντωτή. Μια μεμβράνη οπής είναι φυσικά α-τύπου ημιανγωγός, όπου τα ηλεκτρόνια όπου τα ηλεκτρόνια δεν πρέπει να εισαχθούν. Στην εικόνα 3.02 δείχνει μια δομή ηλιακής κυψέλης που έχει τις απαιτούμενες ιδιότητες. Η εισαγωγή των οπών μέσα στην μεμβράνη ηλεκτρονίων στα αριστερά αποτρέπεται δίνοντας του ένα μεγαλύτερο κενό, έτσι έχουμε ένα ενεργειακό φράγμα στη ζώνη σθένους για τις οπές.

Στον ίδια περίπτωση ένα μεγαλύτερο κενό στις οπές στα δεξιά, συνδιάζεται με μικρότερη ηλεκτρονιακή συγγένεια, που προκαλεί ένα φράγμα ενέργειας στη ζώνη μεταβίβασης για τα ηλεκτρόνια. Χάρι στο μεγαλύτερο χάσμα τους, οι μεμβράνες μεταδίδουν σχεδόν όλα τα φωτόνια που απορροφώνται στον απορροφητή. Όσο αναφορά την μικρή διανομή πίεσης στην εικόνα 3.01 οι αντιστάσεις μεταφορών των ηλεκτρονίων και τον οπών υπολογίζεται ότι είναι μικρές (που είναι λογικό) και οι κλήσεις από τις ενέργειες Φερμι που χρειάζονται για να κάνουν τα ηλεκτρόνια στα αριστερά και τις οπές στα δεξιά είναι υπερβολικά μικρές. Οι μεταλλικές επαφές χρησιμοποιούνται για να κάνουν τις επαφές με τις μεμβράνες που εξαναγκάζουν την ενέργεια Φερμι να πάει στην επιφάνεια. Η μεγάλη κλήση της ε_{FN} στην μεμβράνη των ηλεκτρονίων στα αριστερά δεν οδηγεί στην δημιουργία ενός ρεύματος οπής στα αριστερά λόγω της συγκέντρωσης πολύ μικρής οπής στην μεμβράνη ηλεκτρονίου, προφανώς από την μεγάλη απόσταση του ε_{FN} από την ζώνη σθένους. Το ίδιο ισχύει και για τα ηλεκτρόνια στην μεμβράνη των οπών.

Για την μετατροπή της χημικής ενέργειας σε ηλεκτρική ενέργεια σε ηλιακή κυψέλη έχουμε βρεί μια δομή στην οποία τα ηλεκτρόνια και οι οπές ρέουν προς τα έξω μέσω διαφορετικών επαφών. Αυτή η δομή είναι εικονικά ίδια με την δομή διαχώρισης του υδρογόνου και του οξυγόνου από την κυψέλη της χημικής αντίδρασης. Στη συνέχεια, θα συζητήσουμε διάφορες παραμέτρους που συμπληρώνουν τις ίδιες απαιτήσεις με διαφορετικές "μοίρες τελειοποίησης". Θα δώσουμε έμφαση ρη-σύνδεση λόγω της σημαντικότητας από τεχνικής άποψης και την χαρακτηριστική του μοντέλου του για τις άλλες Συσκευές, παρόλο που δεν είναι αθόρυβο είναι ιδανικό για μια ηλιακή κυψέλη όπως η ετερο-κατασκευή στην 3.02.

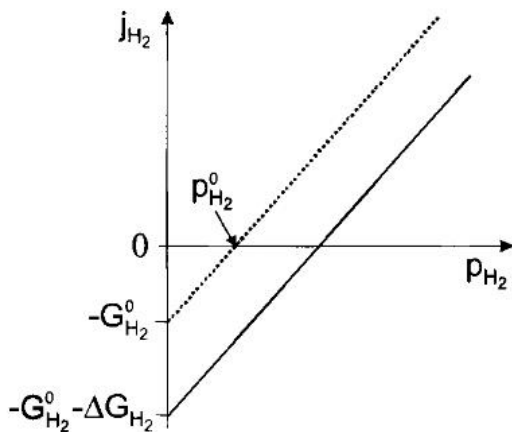


Figure 6.3: Current of hydrogen, positive if flowing from the hydrogen bottle in Figure 6.1 into the cell as a function of the hydrogen partial pressure, without illumination (broken line) and with additional generation ΔG_{H_2} by illumination (solid line). The oxygen pressure is kept constant.

(3.01)

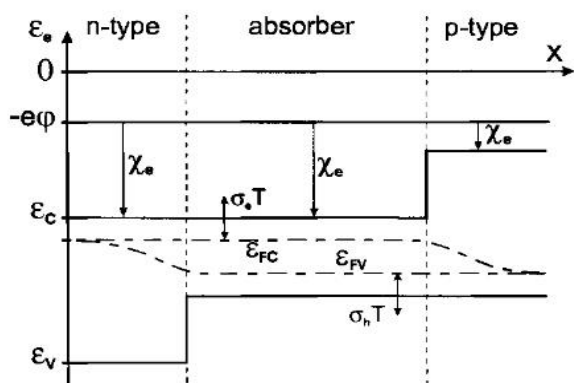


Figure 6.5: An n-type electron membrane on the left allows electrons generated in the absorber by illumination, to flow to the left while blocking the holes. A p-type hole membrane on the right allows holes to flow to the right blocking the electrons. Electrons are driven by an invisibly small gradient of $-\epsilon_{FC}$, holes are driven by an invisibly small gradient of ϵ_{FV} .

(3.02)

3.3 Στρώμα χρωστικής ηλιακής κυψέλης

Ένα πολύ καλό παράδειγμα για την δομή της ηλιακή κυψέλης που απαιτείται, με τις μεμβράνες για τα ηλεκτρόνια από την μία μεριά και για τις οπές από την άλλη μεριά, είναι ηλεκτροχημική στρώση χρωστικής ηλιακής κυψέλης, που δείχνει στην 6.6. Ο “ημιαγωγός” στον οποίο ο απορροφητής των φωτονίων παράγει ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών που είναι ένα στρώμα χρωστικής. Από την στιγμή που τα ηλεκτρόνια και οι οπές στο στρώμα χρωστικής έχουν πολύ μικρή κινητικότητα, αυτή η στρώση πρέπει να είναι πολύ λεπτή για να φτάσει το ρεύμα φόρτισης στις μεμβράνες μέσα στην διάρκεια ζωής τους.

Η στρώση χρωστικής εφαρμόζεται σαν μια μονομοριακή στρώση σε έναν καλό ηλεκτρονιακό αγωγό σε αυτή την μορφή TiO_2 . Στην εικόνα 6.6 εξηγεί, τα ηλεκτρόνια στην στρώση χρωστικής φτάνουν την ζώνη αγωγιμότητας του TiO_2 χωρίς προβλήματα. Όμως, χάρη στο μεγάλο χάσμα των 3 eV του TiO_2 , οι οπές εμφανίζονται στο στρώμα χρωστικής ένα μεγάλο φράγμα για μετάδοση στη ζώνη σθένους του TiO_2 .

Από την άλλη μεριά, η λεπτή, μόνο-μονομοριακή στρώση χρωστικής χρειάζεται για μια ικανοποιητική μεταφορά ρεύματος έχει ένα μειονέκτημα οτι η απορροφητικότητα των πρωτονίων σε μια στρώση να είναι πολύ μικρή, αφού ο δυνητικός βαθμός είναι 1/a στην στρώση χρωστικής που είναι πολύ μεγαλύτερη σε πάχος από το στρώμα χρωστικής. Για να αποζημιώσει για αυτό το μειονέκτημα, η στρώση του TiO_2 είναι συμπιεσμένα σωματίδια, λίγων nm σε μέγεθος, σε ένα πορώδες οικοδόμημα. Όλα τα σωματίδια του TiO_2 έχουν μια επικάλυψη στο στρώμα χρωστικής στην ελεύθερη επιφάνεια τους, έτσι η απορρόφηση των φωτονίων

επιτυγχάνεται με πολλές στρώσεις χρωστικής που συναντώνται από τα φωτόνια.

Η δομή των πόρων, όμως, υπερδευεί την επαφή μεταξύ της στρώσης χρωστικής και της p-τύπου μεμβράνης της οπής, μέσα από την οποία οι οπές ρέουν προς τα έξω. Αυτό το πρόβλημα λύνεται με την χρήση ενός ηλεκτρολύτη που συγκεντρώνεται σε όλους τους πόρους. Τα σίδηρα ιωδίου από ένα οξειδοανάνωγο ιωδικό σύστημα (I^-/I_3^-) παρέχονται για να μεταδοθεί το φορτίο. Η ενέργεια από ένα ηλεκτρόνιο στο I^- διαφέρει πολύ λίγο από την ενέργεια από ένα ηλεκτρόνιο στην νειομένη μορφή του στρώματος χρωστικής, έτσι η ροή των οπών από την στρώση χρωστικής στον ηλεκτρολύτη γίνεται χωρίς πρόβλημα. Η ροή των περισσευόμενων ηλεκτρονίων από την στρώση χρωστικής στον ηλεκτρολύτη είναι, όμως, προστατευμένο αφού ο ηλεκτρολύτης δεν έχει κατάσταση από τα παραπάνω ηλεκτρόνια.

Με την πρώτη ματιά, η ηλεκτροχημική κυψέλη φαίνεται σχεδόν ιδανική για τις απαιτήσεις για επιλεγμένη μετάδοση ηλεκτρονίων μέσω της αριστερής στην TiO_2 και των οπών μέσω της δεξιάς στους ηλεκτρολύτες. πέρα από τον άμεσο ανασυνδυασμό μέσω της άμεσης απευθείας μετάδοσης μιας μορφής ηλεκτρονίων η κατάσταση αποκοπής στην στρώση

χρωστικής στην κατάσταση γείωσης επίσης γίνεται ανασυνδυασμός μέσω ενός μη απευθείας μονοπατιού το οποίο μπορούμε να παρομοιάσουμε σαν μια εσωτερική διακλάδωση. Τα περισσευούμενα ηλεκτρόνια που ρέουν στην ζώνη αγωγιμότητας του TiO_2 σωματιδίων είναι άμεσα ή μετά από την επιφάνεια του οξειδοαναγωγικού συστήματος. Αυτή η πίσω αντίδραση των ηλεκτρονίων διευκολύνεται από τη μεγάλη επιφάνεια του TiO_2 που είναι όμως απαραίτητη για να συνδυάσουν επαρκή απορρόφηση με την φτωχή μετάδοση ιδιοτήτων της **στρώσης χρωστικής**. Έτσι δεν είναι καθορισμένο αν η **στρώση χρωστικής** ηλιακής κυψέλης αντιπροσωπεύει ένα ηλιακό κύτταρο ιδανικό για πρακτική εφαρμογή. Η απορρόφηση της **στρώσης χρωστικής** θέλει βελτίωση εκτίνοντας της σε μια μεγαλύτερη φασματική περιοχή. Προβλήματα συνεχίζουν να υπάρχουν για να συμπεριλάβουμε την σταθερότητα σε μια περίοδο 20 χρόνων σε σχέση με τις αντιδράσεις αποσύνθεσης και την πιθανότητα διαροής ηλεκτρολυτών ή το στέγνωμα. Μιας στερεάς κατάστασης τρύπα αγωγού θα ήταν ιδανική, αλλά πρέπει να βρεθεί τρόπος να γεμίσουν όλοι οι πόροι.

3.4 Η PN βραχυκύκλωση

Μια καλή αλλά όχι ιδανική υλοποίηση της δομής ενός ηλιακού κυττάρου όπως συζητήσαμε προηγουμένως μπορεί να βρεθεί σε διαφημιστικά ηλιακά κύτταρα που είναι φτιαγμένα από κρυσταλλική σιλικόνη. Μια P-περιοχή πάχους περίπου 300μm μέτρια ενισχυμένη με ένα δέκτη συγκέντρωσης του $N_a=(10^{15}-10^{16})/cm^3$ καθώς ο απορροφητής είναι “πλακωμένος” ανάμεσα σε μικρότερου πάχους από 1μm, υπερενισχυμένη P-στρώση στην πίσω πλευρά, όπως η μεμβράνη οπής. Όλα αυτά αποτελούνται από την κρυσταλλική μεμβράνη.

Η pn-βραχυκύκλωση συγκροτείται από μια μεμβράνη ηλεκτρονίων και από έναν απορροφητή, κοντά που τα περισσότερα ηλεκτρόνια και οπές δημιουργούνται, είναι εξαιρετικά σημαντικά για τα ηλιακά κύτταρα και άλλες συσκευές, και αυτό θα είναι το περιεχόμενο μιας περαιτέρω συζήτησης.

3.5 Η ηλεκτροχημική ισορροπία των ηλεκτρονίων σε μια PN βραχυκύκλωση στο σκοτάδι

Σε θερμική ισορροπία με το περιβάλλον, συμπεριλαμβανομένου της 300K ακτινοβολίας υποβάθρου, κανένα ρεύμα δεν ρέει στην pn-βραχυκύκλωση αν δεν υπάρχει εξωτερική πηγή ενέργειας. Αυτό σημαίνει ότι

$$1. J_q=0$$

και ως αποτέλεσμα της χημικής ισορροπίας με 300K ακτινοβολία

$$2. H_e+H_h=M\gamma=0$$

από την εξίσωση 5.12 θα μας δίνει

$$J_q=(S_e/e)\text{grad}H_e- (S_h/e)\text{grad}H_h=0$$

από τα 2 παραπάνω ακολουθείται ότι $\text{grad} H_e=0$ και έτσι

$$J_q=(S_e+S_h/e)\text{grad}H_e=0$$

έτσι έχουμε $S_e+S_h \neq 0$ και $\text{grad}H_e=0$

αυτό μας λέει ότι στο σκοτάδι το ηλεκτροχημικό δυναμικό N_e των ηλεκτρονίων (όπως και το ηλεκτροχημικό δυναμικό N_n των οπών) έχει την ίδια τιμή παντού στην pn-βραχυκύκλωση. Αυτό είναι μια επιπλοκή του ηλεκτροχημικού δυναμικού μεταξύ ηλεκτρονίων στην N-περιοχή και των ηλεκτρονίων στην P-περιοχή μακριά από την pn-βραχυκύκλωση στον εκθέτη N έχουμε

$$H_e(P)=M_e\phi(P)+ kT\ln(N_e(P)/N_C)- e\phi(P)=H_e(N)=M_e\phi(N)+ kT\ln(N_e(N)/N_C)-e\phi(N) \quad (3.9)$$

έτσι αφού έχουμε μικρό κλάσμα των ατόμων των ημιαγωγών αντικαθίσταται από το

ντοπάρισμα των ατόμων το χημικό περιβάλλον για ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο που καθορίζει την τιμή του μ_{e0} παραμένει αφόρτιστο. Για $\mu_{e0} = \mu_{e0}$ η διαφορά του ηλεκτρικού δυναμικού μεταξύ της P-περιοχής και της N-περιοχής είναι από τον τύπο 6.9,

$$\phi(N) - \phi(P) = kT \ln(N_e(N)/N_e(P))$$

χρησιμοποιώντας

$$N_e(N) = N_d \text{ και } N_e(P) = N^2/N_a$$

η δυνητική διαφορά που ονομάζεται τάση διάχυσης είναι

$$\phi(N) - \phi(P) = kT/e \ln(N_d N_a / N^2) \quad (3.10)$$

μπορούμε να απεικονίσουμε αυτή τη δυναμική διαφορά προερχόμενη από την εξής διαδικασία. Ξεκινάμε χωρικά διαχωρισμένα και ηλεκτρικά ουδέτερα P-αγωγού και του N-αγωγού να είναι το μεγαλύτερο χημικό δυναμικό των ηλεκτρονίων.

στον N-αγωγό (και για τις οπές στον P-αγωγό) καθοδηγεί το ρεύμα διάχυσης των ηλεκτρονίων από τον N-αγωγό στον P-αγωγό και ένα ρεύμα διάχυσης οπής από τον P-αγωγό στον N-αγωγό. Αυτό δημιουργεί ένα θετικό ρεύμα στον N-αγωγό και ένα αρνητικό ρεύμα στον P-αγωγό. Αυτή η διάχυση ρεύματος συνεχίζει να ρέει μέχρι μια ηλεκτρική δυναμική διαφορά $\Phi(N) - \Phi(P)$ να καθιερωθεί για το οποίο $N_e(P) = N_e(N)$ έτσι $\text{grad} N_n = 0$. Η ενέργεια που τα κατευθύνει παύει να υπάρχει και το ρεύμα φόρτισης σταματάει να ρέει.

Για την ηλεκροχημική ισορροπία, για την οποία ο εκθέτης της ηλεκτρικής ενέργειας είναι αλληλοσυμπληρωμένη με τον εκθέτη της χημικής ενέργειας τα ηλεκτρόνια και οι οπές δεν δέχονται κανενός είδους δυνάμεις. Ακόμα αυτά έχουν τυχαία κίνηση Μπραουν.

3.6 Κατανομή δυναμικού διαμέσου της PN βραχυκυκλώσης

η δυναμική διαφορά $\phi(N) - \phi(P)$ είναι αποτέλεσμα της ηλεκτροχημικής ισορροπίας των ηλεκτρονίων στην N και P-περιοχή. Η διανομή της δυνητικής διαφοράς πάνω από τον n-αγωγό και τον P-αγωγό ρέει σε σχέση με κατανομή της πυκνότητας της φόρτισης Pq . Από την εξίσωση Maxwell

$$\text{div} D = Pq$$

με την $D = \epsilon_0 \epsilon E$ και με το $E = \text{grad} \phi$ εμείς βρίσκουμε την εξίσωση poisson

$$\text{div} E = -\text{div} \text{grad} \phi = \nabla^2 \phi = Pq / \epsilon_0 \epsilon \quad (3.11)$$

η διασύνδεση μεταξύ της N και P περιοχής υποτίθεται ότι υπάρχει για να διευρυνθεί περισσότερο στην Y και Z κατεύθυνση από το πλάτος της στρώσης του χώρου φόρτισης από όπου προέρχεται. Αυτό επιτρέπει μια μονοδιάστατη θεραπεία δίνοντας

$$d^2 \phi / dx^2 = -Pq / \epsilon_0 \epsilon \quad (3.12)$$

στην n-περιοχή η πυκνότητα του χώρου φόρτισης είναι

$$P(N)(x) = e(N_d - N_e(x)) = EN_d (1 - \exp\{-(e\phi(x) - \phi(v)) / kT\}) \quad (3.13)$$

αυτή η σχέση ακολουθείται από την εικόνα 6.7 που περιγράφει σχηματικά τη δυναμική κατανομή και την κατανομή φόρτισης. Σύμφωνα με το schottky, μπορούμε να υπολογίσουμε στο περίπου την κατανομή φόρτισης από χωρικά σταθερή θετική πυκνότητα φόρτισης σε ένα χώρο με απροσδιόριστο βάθος W_n στην N μεριά. Μια σταθερά αρνητική φόρτιση χώρου υποθέτουμε ως W_p στην P-περιοχή η οποία αντισταθμίζει την θετική φόρτιση χώρου στην N περιοχή όπως φαίνεται στην εικόνα 6.7.

$$Pq(N) = EN_d \text{ για } -W_n < x < 0$$

$$Pq(P) = -EN_a \text{ για } 0 < x < W_p$$

το σύνολο των φορτίων $Q_n = enDW_n$ στην N-περιοχή και $Q_p = -EN_a W_p$ στην P-περιοχή

είναι $Q_n + Q_p = 0$ και το ηλεκτρικό πεδίο δύναμης διαφέρει από το μηδέν μόνο μεταξύ $-W_n$ και W_p . Από το σύνολο των φορτίων

$$W_p = N_d / N_a W_n \quad (3.14)$$

Και το συνολικό πάχος της στρώσης του χώρου φόρτισης

$$W = W_n + W_p = (1 + N_d / N_a) W_n \quad (3.15)$$

για τις συνοριακές συνθήκες $E(-W_n) = 0$ για το ηλεκτρικό πεδίο και $\phi(-W_n) = \phi(N)$ για το ηλεκτρικό δυναμικό η ολοκλήρωση της εξίσωσης θέσης 6.12 με $P_q = P_q(N)$ στο εύρος $W_n < x < 0$ στην n περιοχή απόδοσης.

$$\Phi_n(x) = EN_d / 2\epsilon\epsilon_0 (x + W_n)^2 + \phi(N) \quad (3.16)$$

$$\Phi_p(x) = EN_a / 2\epsilon\epsilon_0 (x - W_p)^2 + \phi(p) \quad (3.17)$$

για την γνωστή κατανομή φόρτισης το δυναμικό είναι συνεχές παντού συμπεριλαμβανομένου του $x = 0$. Από $\Phi_n(0) = \Phi_p(0)$ το οποίο ακολουθεί αυτά.

$$\phi(n) - \phi(p) = \epsilon / 2\epsilon\epsilon_0 (N_d W^2(n) + N_a W^2(p)) \quad (3.18)$$

με αναφορά την εξίσωση 3.14 και 3.15 μπορούμε τώρα να καθορίσουμε το συνολικό πάχος του W στο στρώμα του χώρου φόρτισης αφού $\Phi(N) - \Phi(P)$ είναι γνωστό από την ηλεκτροχημική ισορροπία σύμφωνα με την εξίσωση 3.10

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{n_A + n_D}{n_A n_D} (\phi^n - \phi^p)}$$

(3.19)

για την ασύμμετρη PN-βραχυκύκλωση ενός Si ηλιακού κυττάρου με $N_d = 10^{19}/\text{cm}^3$ και $N_a = 10^{16}/\text{cm}^3$ η εξίσωση 3.14 δείχνει ότι ο χώρος φόρτισης της στρώσης στην P περιοχή είναι πολύ παχύτερη από την N περιοχή. Η επέκταση στην P περιοχή W_p είναι ίση με το συνολικό πάχος W που για τα ντοπαρισμένα επίπεδα παραπάνω έχει μια τιμή $w = 0,35 \mu\text{m}$ από αυτή την απόσταση η φόρτιση στο δυναμικό είναι $\Phi(N) - \Phi(P) = 0,9\text{V}$ ακολουθώντας την εξίσωση 3.10. τέλος για την κρυσταλλική σιλικόνη, η επέκταση της στρώσης χώρου φόρτισης είναι πολύ μικρότερη από τη συγγέντρωση βάθους των φωτονίων και τα μήκη διάχυσης.

Από τη συζήτηση του μηχανισμού ανασυνδυασμού στο κεφάλαιο 3 ξέρουμε ότι τα υψηλά επίπεδα ντοπινγκ ευνοούν τον ανασυνδυασμό auger και θα πρέπει να αποφευχθεί σε ένα ηλιακό κύτταρο. Υπάρχουν ελάχιστα επίπεδα ντοπινγκ που χρειάζονται σε μια PN-βραχυκύκλωση σε ένα ηλιακό κύτταρο. Το πρόβλημα είναι η μετατροπή της χημικής ενέργειας των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών σε ηλεκτρική ενέργεια είναι ανολοκλήρωτη, όταν η διαφορά μεταξύ της ενέργειας $E_{fc} - E_{fv}$ στον απορροφητή όπως φαίνεται στην εικόνα 3.03. η μη ολοκληρωμένη μετατροπή έχει να κάνει με την παραγωγή της εντροπίας. Σε σύγκριση της εικόνας 3.03 με την εικόνα 3.02 που η μετατροπή είναι ολοκληρωμένη βρίσκει την εντροπία ανά ηλεκτρόνιο Σε, που αυξάνεται με την απόσταση της ενέργειας E_{fc} από τη ζώνη αγωγιμότητας αυξάνεται από το εσωτερικό προς την αριστερή επιφάνεια στην εικόνα 3.03. η δημιουργία εντροπίας είναι προφανής από τη στιγμή που η εντροπία αυξάνεται σε βάρος της ελεύθερης ενέργειας των ηλεκτρονίων $N_e = E_{fs}$. Το ίδιο συμβαίνει στην εντροπία ανά οπή S_n αυξάνοντας με την απόσταση της ενέργειας E_{fv} από την ζώνη σθένους και αυξάνεται προς την δεξιά επιφάνεια. Αυτή η παραγωγή εντροπίας αποφεύγεται αν φροντίσουμε η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην PN-βραχυκύκλωση είναι τουλάχιστον η ίδια στην διαδρομή των φορέων κατά μήκος της μεμβράνης.

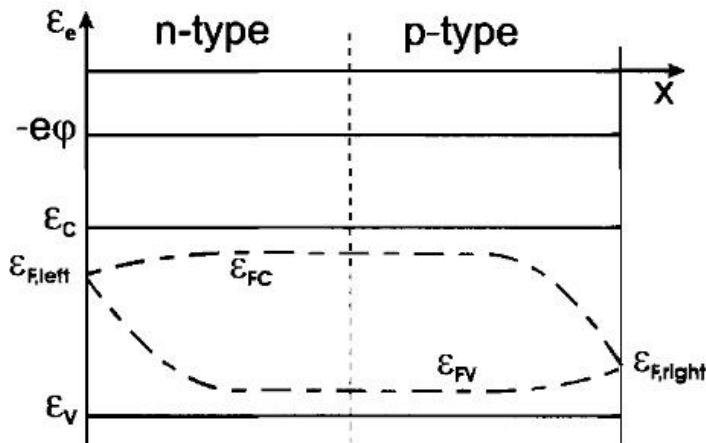


Figure 5.6: Distribution of the Fermi energies in a homogeneously illuminated pn structure.

(3.03)

Από τους συσχετισμούς παραπάνω, ακολουθείται ότι το πλήθος της συγκέντρωσης φορέων στο σκοτάδι στις λειτουργίσιμες περιοχές καθώς οι μεμβράνες πρέπει να είναι τουλάχιστον τόσο μεγάλες όσο η συγκέντρωση που δημιουργείται από τον φωτισμό. Από τη στιγμή που η συγκέντρωση του σκοταδιού της πλειονότητας των φορέων είναι ίση με την ντοπαρισμένη συγκέντρωση αυτό εκφράζεται

$$N_D n_A > N_A n_P(N)$$

ισοδυναμεί με την συνθήκη

$$kT \ln \frac{n_D n_A}{n_i^2} = e(\phi^n - \phi^p) \geq E_{FC} - E_{FV} = kT \ln \frac{n_c^p n_h^n}{n_i^2} \quad 3.20$$

αυτό απαιτεί ιδανικό ντοπάρισμα για να συνδυαστεί η δυναμική διαφορά $\Phi(N)-\Phi(P)$ στο σκοτάδι στην αναμενόμενη χημική ενέργεια ανά ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπή κατά τον φωτισμό.

Στην εικόνα 3.02 έχουμε επιλέξει $e(\Phi(N)-\Phi(P))=E_{\phi^n}-E_{\phi^p}$ έτσι ώστε το ηλεκτρικό δυναμικό να διαφέρει μεταξύ του P αγωγού και του N αγωγού μεμβρανών αλλά εξαφανίζεται κατά την διάρκεια του φωτισμού. Σε αντίθεση στην εικόνα 3.03 $E(\Phi(N)-\Phi(P))<E_{\phi^n}-E_{\phi^p}$. Η διαφορά του ηλεκτρικού δυναμικού εξαφανίζεται στην περίπτωση και του προσδοκώμενου επιπέδου φωτισμού αλλά τα φωτο βολτ μετριοούνται στις επαφές που είναι μικρότερες από τις διαφορές μεταξύ των ενεργειών fermi μέσα στα κύτταρα, έτσι η χημική ενέργεια χάνεται, η εικόνα 3.04 μας δίνει την κατανομή δυναμικού για ένα πιο δυνατό ντοπαρισμένο κύτταρο, για το οποίο $(\Phi(N)-\Phi(P))>E_{\phi^n}-E_{\phi^p}$. Η χημική ενέργεια ανά ζεύγος ηλεκτρονίων-οπών είναι τώρα πλήρως μεταλαμμένο σε ηλεκτρική ενέργεια. Χάρη στην αυξανόμενη πιθανότητα του ανασυνδυασμού auger με αυξημένο ντοπινγκ όμως η πυκνότητα του ντοπινγκ δεν πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την απαιτούμενη.

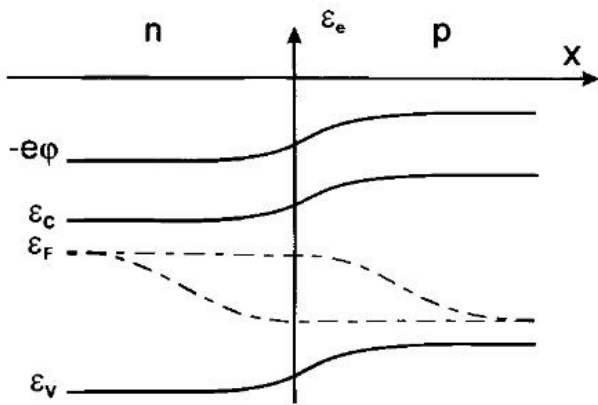


Figure 6.8: Potential distribution in an illuminated solar cell in which the diffusion voltage is $e(\phi^n - \phi^p) > \epsilon_{FC} - \epsilon_{FV}$.

(3.04)

3.7 Τάση ρεύματος χαρακτηριστική της PN βραχυκύκλωσης

Από το ρεύμα φόρτισης διαμέσου μιας PN-βραχυκύκλωσης διακρίνουμε μεταξύ της μπροστινής κατεύθυνσης στην οποία τα ηλεκτρόνια της N περιοχής και των οπών της P περιοχής ρέουν διαμέσω της PN βραχυκύκλωσης και στην αντίθετη κατεύθυνση στην οποία τα ηλεκτρόνια και οι οπές ρέουν μακριά από την PN-βραχυκύκλωση.

Στην μπροστινή κατεύθυνση που φαίνεται στο παραπάνω κομμάτι της εικόνας 3.05 μαζί τα ηλεκτρονικά που έρχονται από την N περιοχή και των οπών έρχονται από την P περιοχή μετακινείται η μειονότητα των φορέων συγκέντρωσης είναι πολύ μικρότερη από την πλειονότητα των φορέων συγκέντρωσης μαζί σε σκοτάδι και φωτεινότητα έτσι ώστε το ρεύμα φόρτισης μεταφέρεται μόνο από την πλειοψηφία των φορέων στην N περιοχή των ηλεκτρονίων και στην P περιοχή των οπών.

Στην αντίθετη κατεύθυνση που φαίνεται στο κάτω μέρος της εικόνας 6.9 τα ηλεκτρόνια έρχονται από την P περιοχή και οι οπές από την N περιοχή. Από τη στιγμή που το ρεύμα φόρτισης στην P περιοχή αποτελείται μόνο από οπές, κανένα ηλεκτρόνιο δεν μεταφέρεται απλο την P περιοχή. Τα ηλεκτρόνια που αναδύονται από την P περιοχή πρέπει να έχουν παραχθεί σε αυτή. Αλλά μόνο αυτά ηλεκτρόνια που δημιουργούνται στην P περιοχή τα οποία δεν έχουν ανασυσταθεί πριν μπορούν να φτάσουν στην N περιοχή.

Για τον ίδιο λόγο μόνο αυτές οι οπές που έχουν δημιουργηθεί σε μια απόσταση όχι μεγαλύτερη από το μήκος διάχυσης από την P περιοχή μπορεί να φτάσει στην N περιοχή. Και για τις δύο περιπτώσεις η μπροστινή αλλά και η αντίθετη κατεύθυνση η φόρτιση του ρεύματος φόρτισης μεταφέρεται από τα ηλεκτρόνια στις οπές που με το ίδιο μήκος διάχυσης και στις δύο μεριές της PN-βραχυκύκλωσης.

Έξω από το μήκος της διάχυσης L_e στα δεξιά ή ένα μήκος διάχυσης οπής στα αριστερά της PN-βραχυκύκλωσης το ρεύμα φόρτισης αποτελείται μόνο από ρεύμα ηλεκτρονίων στην N περιοχή και ρεύμα οπών στην P περιοχή. Το ρεύμα φόρτισης δίνεται λοιπόν από την ενσωμάτωση πάνω από την συμβολή του τρέχοντος ρεύματος οπών.

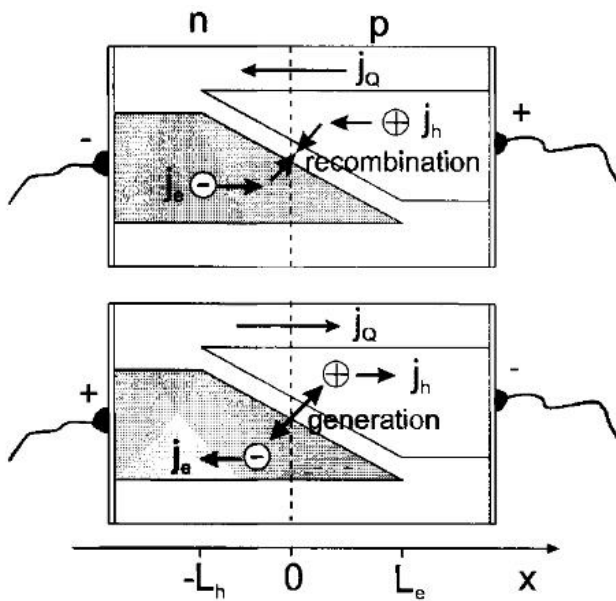


Figure 6.9: Electron and hole currents in a pn-junction. For a negative polarity of the n-region with respect to the p-region, i.e., in the forward direction (upper part), electrons and holes flow towards the pn-junction, where they recombine. In the reverse direction (lower part), for a positive polarity of the n-region, electrons and holes flow away from the pn-junction, where they are produced.

3.05

Εαν το μπροστινό ρεύμα φόρτισης έχει μετρηθεί αυθαίρετα σαν θετικό

$$J_q = -e \int \text{div} J_h dx \quad (3.21)$$

για $J_h = 0$ για $x < -L_h$ αλλά $J_h = J_q/e$ για $x > L_e$

από αυτή την εξίσωση για τις οπές κάτω από σταθερές καταστάσεις

$$\partial N_h / \partial t = G_h - R_h - \text{div} J_h = 0 \quad \text{div} J_h = G_h - R_h$$

ξανά διαιρούμε τον ρυθμό παραγωγής στα συστατικά $G_h(0)$ στο σκοτάδι και DG_h κατά τον φωτισμό

$$G_h = G_h(0) + DG_h$$

ο ρυθμός ανασυνδυασμού για τον ανασυνδυασμό ακρινοβολίας είναι ως εξής

$$R_h = R_h^0 \frac{n_e n_h}{n_i^2} = R_h^0 \exp\left(\frac{\eta_e + \eta_h}{kT}\right) \quad (3.22)$$

όπου επειδή $H_e + H_h = 0$ στην ισορροπία με 300K φωτόνια και φωνόνια

$$H_e + H_h = 0$$

$$G_h(0) = R_h(0)$$

μπορούμε τώρα να γράψουμε το ρεύμα φόρτισης του τύπου 6.21 ως εξής

$$J_q = -e \int \{G_h(0)(H_e + H_h/kT) + DG_h\} dx \quad (3.23)$$

Καταρχήν η άθροιση των ηλεκτροχημικών δυναμικών $H_e + H_h$ είναι συνάρτηση της θέσης και εξαρτάται από τις αντιστάσεις που μειώνουν το ρεύμα φόρτισης.

οι αντιστάσεις όμως προκύπτουν ως δυο διαφορετικοί τύποι

1. τον γνωστό τύπο όταν η αντίσταση μεταφοράς μειώνει το ρεύμα. Τότε,

$$Jq = -s/e \text{ grad}h$$

2.ο όχι τόσο γνωστός τύπος όταν μειώνεται το ρεύμα από αντίσταση της χημικής αντίδρασης όπως στην αντίδραση υδρογόνου και οξυγόνου στο χημικό ηλιακό κύτταρο στον τομέα 6.1 και από τα ηλεκτρόνια και οι οπές με φωτόνια και φωνόνια σε ένα ημιαγωγικό κύτταρο

$$e+h=g.nG$$

σε αυτή την περίπτωση

$$\text{div}J=G-R$$

αν η χημική αντίδραση μειώνει το ρεύμα όπως έκανε στο χημικό ηλιακό κύτταρο κανένα πλέον ηλεκτρόνιο και οπή μπορεί να ρέει μακριά από την PN-βραχυκύκλωση εκτός από αυτά που παράχθηκαν εκεί και κανένα δεν μπορεί να ρέει διαμέσω της PN βραχυκύκλωσης αφού χάνονται εκεί με αποτέλεσμα την ανασύσταση.

Μπορούμε να υπολογίσουμε την πτώση των βολτ διαμέσω της αντίστασης μετάδοσης. Το ρεύμα φόρτισης διαμέσω του ηλιακού κυττάρου μειώνεται από την απορρόφηση ρεύματος φωτονίων και είναι μέγιστο 42mA/cm^2 για τη σιλικόνη σε μη συγκεκριμένη ηλιακή ακτινοβολία. Για την συγκέντρωση του ντοπινγκ ενός $N_A=10^{16}\text{cm}^{-3}$ και της κινητικότητας του $b_h=470\text{cm}^2/(\text{Vs})$ η ανωγιμότητα είναι $\sigma_n=0,75/(\Omega\text{cm})$.

Η πτώση των βολτ είναι $1/\epsilon\text{grad}Nn=Jq/Sh=56\text{mV/cm}$, για το πάχος των $300\mu\text{m}$ έτσι λιγότερο από 2mV . Αυτό είναι αμελητέο συγκρίνοντας το $(H_e+H_h)/\epsilon$ το οποίο είναι από τη διάταξη 1ν.

Έτσι καταλήγουμε ότι η αντίσταση μετάδοσης είναι αμελητέα. Το ρεύμα διαμέσου μιας PN-βραχυκύκλωσης αντί για μειωμένο από την αντίδραση αντίστασης.

Έτσι έχουμε

$$\text{grad}H_h=0 \text{ για } x>L_h \text{ και}$$

$$\text{grad}H_e=0 \text{ για } x<L_e$$

έτσι ώστε

$$H_e+H_h=f(x) \text{ για } -L_h<x<L_e$$

έτσι μετά ακολουθεί το $H_e+H_h=eV$ που V είναι τα βολτ μεταξύ των τερματικών για την N περιοχή και την P περιοχή.

Από τα παραπάνω ακολουθεί την εκθετική συνάρτηση στην εξίσωση 3.23 είναι συνέχεια πάνω από το εύρος από τα όρια ενσωμάτωσης. Αυτό απλοποιεί σε μεγάλο βαθμό την ολοκλήρωση του τύπου 3.23 και έτσι παίρνουμε την χαρακτηριστική ρεύματος-βολτ του PN βραχυκυκλώματος σαν

$$Jq=eGh(0)(L_e+L_h)\{\exp(eV/kT)-1\}-e\int DGh dx \quad (3.24)$$

ένα εξωτερικό κοντό κύκλωμα ($v=0$) καθορίζει το ρεύμα του κοντού κυκλώματος

$$Jq=e\int DGh dx=e\int DGedx=Jc \quad (3.25)$$

στο σκοτάδι $DGe_h=0$ και για μεγάλα αρνητικά βολτ $\exp(eV/kT)\ll 1$ βρίσκουμε το αντίστροφο ρεύμα κορεσμού J_s το οποίο είναι ανεξάρτητο από τα βολτ.

$$Jq=-eGeh(0)(L_e+L_h)=-J_s \quad (3.26)$$

το κοντό κύκλωμα ρεύματος J_{se} και ο αντίστροφος κορεσμός J_s είναι τα κύρια στοιχεία της χαρακτηριστικής ρεύματος-βολτ της PN-βραχυκύκλωσης

$$J_q = J_s \{ \exp(eV/kT) - 1 \} + J_{se} \quad (3.27)$$

με την εξίσωση 3.26 μπορούμε να υπολογίσουμε τον αντίστροφο κορεσμό ρεύματος για μια ιδανική PN βραχυκύκλωση στην οποία τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών παράγονται μόνο από την απορρόφηση 300 K ακτινοβολία υποβάθρου χρησιμοποιώντας τον ρυθμό παραγωγής στον τύπο 3.06 και τον χρόνο ζωής στον τομέα .

σε μια πραγματική PN-βραχυκύκλωση πρέπει να έχουμε υπόψη μας την παραγωγή ηλεκτρονίων-οπών από μη ακτινοβολούσες μεταβιβάσεις, ως την αντίστροφη διαδικασία της μη ακτινοβολούσας ανασυνδυασμού. Ο ρυθμός αναγέννησης δεν μπορεί να δοθεί σε μια γενική μορφή. Όμως μπορεί να εκφραστεί όσο αναφορά το μήκος διάχυσης από τη στιγμή που ο χρόνος ζωής που περιέχει την παράμετρο που αντανάκλα την πραγματική διαδικασία ανασυνδυασμού.

Για την ισορροπία μεταξύ της παραγωγής και του ανασυνδυασμού ο χρόνος ζωής μαζί με την συγκέντρωση φορέων μειοψηφίας καθορίζει τον ρυθμό παραγωγής έτσι ώστε

$$\frac{\Omega}{4\pi^3 \hbar^3 c^2} \int_0^\infty \frac{\alpha(\hbar\omega) (\hbar\omega)^2}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT_0}\right) - 1} d\hbar\omega$$

3.06

$$Geh(o) = Reh(o) = Ne(P)/Te = Nh(N)/Th$$

από το $I = \gamma/Dt$ έχουμε $Te = Le^2/De$ και $Th = Lh^2/Dh$, κάνοντας την αντικατάσταση $ne^p = ni^2/n_A$ και $nh^n = ni^2/n_D$ μας δίνει το αντίθετο ρεύμα κορεσμού.

$$j_s = en_i^2 \left(\frac{D_e}{n_A L_c} + \frac{D_h}{n_D L_h} \right) \quad (3.28)$$

Αυτή η έκφραση για τον αντίστροφο κορεσμό ισχύει ακόμα και για ένα πραγματικό PN-βραχυκύκλωμα στο οποίο ο ανασυνδυασμός είναι κυρίως μη ακτινοβολούσα, όταν εμπειρικές τιμές χρησιμοποιούνται για το μήκος διάχυσης των ηλεκτρονίων και των οπών.

Για το ρεύμα κοντού κυκλώματος μόνο τα φωτόνια που έχουν απορροφηθεί μέσα στο δυναμικό μήκος είναι του ενδιαφέροντός μας. Η μη βραχυκύκλωση δεν μπορεί να είναι λοιπόν μεγαλύτερη από την απόσταση L_n μακριά από την επιφάνεια. Στην ουσία η ν-στρώση στην επιφάνεια είναι επιλεγμένη για να είναι πολύ λεπτή, η απορρόφηση μπορεί να είναι μηδαμινή. Πρέπει να υπολογιστεί επίσης η πιθανότητα για την απορρόφηση των φωτονίων να διαφέρει από την ενέργεια των φωτονίων $h\omega$. Ο ρυθμός παραγωγής είναι αποτέλεσμα του φωτός πάνω στην ν στρώση στο $\chi=0$ βρίσκεται από την ολοκλήρωση του συμβάντος των φωτονίων στο τρέχον φάσμα $Djg(h\omega, x=0)$.

Αυτό αποδίδεται

$$DGeh(x) = \int a(h\omega) (1-r(H\omega)) \exp(-a(h\omega)x) DJg(h\omega, 0)$$

η συμβολή στο ρεύμα κοντού κυκλώματος σε διαστήματα $Dh\omega$ είναι

$$DJsc(h\omega) = -e \{ 1-r(h\omega) \} DJg(h\omega, 0) \alpha(h\omega) \int e^{-ax} dx \quad (3.29)$$

$$= -e \{ 1-r(h\omega) \} \{ 1 - \exp(-a(h\omega)L_e) \} DJg(h\omega, 0)$$

$$(1-r(h\omega)) \{ 1 - \exp(-a(h\omega)L_e) \}$$

είναι η γνωστή απορροφητικότητα $a(h\omega \cdot Le)$ μια στρώσης πάχους Le για φωτόνια με ενέργεια $h\omega$. Αν το μήκος διάχυσης είναι μεγαλύτερο από το πάχος ενός ηλιακού κυττάρου η απορροφητικότητα για το πραγματικό πάχος μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Το ρεύμα του

κοντού κυκλώματος δίνεται από τα ηλεκτρόνια ή το πάχος των ηλιακών κυττάρων. Αυτό δίνεται

$$J_{sc} = -e f a (h\omega \cdot L_e) D J_g (h\omega, 0)$$

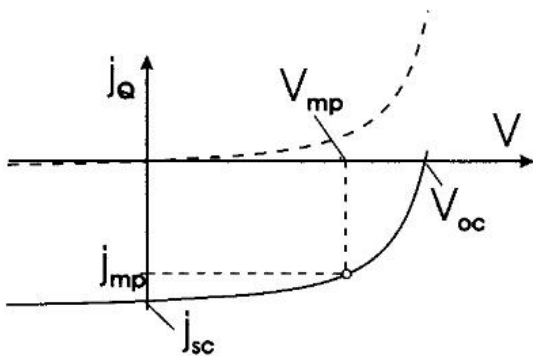


Figure 6.10: Charge current of the pn-junction in the dark (dashed line) and with illumination (solid line) as a function of the voltage. The sign of the voltage corresponds to the polarity of the p-region. The shaded rectangle represents the maximum power delivered by the illuminated pn-junction.

3.06

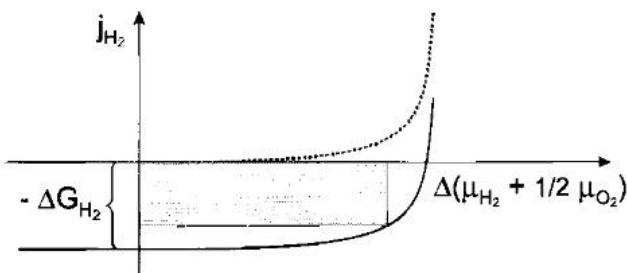


Figure 6.4: Current of hydrogen, positive if flowing from the hydrogen bottle in Figure 6.1 into the cell as a function of the deviation $\Delta(\mu_{H_2} + \frac{1}{2}\mu_{O_2})$ of the chemical potentials of hydrogen and oxygen from their equilibrium values, without illumination (broken line) and with additional generation ΔG_{H_2} by illumination (solid line). A smaller and more realistic equilibrium generation rate $G_{H_2}^0$ than in Figure 6.3 is assumed. The shaded rectangle is the largest current of chemical energy delivered by the cell.

3.07

η εικόνα 3.06 δείχνει την χαρακτηριστική ρεύματος-βολτ για την PN-βραχυκύκλωση στο σκοτάδι και κατά την φώτιση. Η ομοιότητα με την χαρακτηριστική χημικού κυττάρου στην εικόνα 3.07 δεν είναι έκπληξη αφού και για τα δύο το ρεύμα είναι περιορισμένο από τις χημικές αντιδράσεις. Οι ομοιότητες είναι ακόμα μεγαλύτερες. Αφήνουμε τον αναγνώστη να δείξει ότι την ίδια χαρακτηριστική χημικού ρεύματος όπως δείχνει η εικόνα 3.01 για το χημικό κύτταρο βρήκαμε ότι για το ημιαγωγικό κύτταρο είναι το ίδιο, αν το ρεύμα είναι σχεδιασμένο σε συνάρτηση με το προϊόν από την συγκέντρωση $NeNh$.

Επιπρόσθετα στο ρεύμα του κοντού κυκλώματος τα βολτ του ανοιχτού κυκλώματος V_{oc} είναι σημαντικό. Από

$$J_q = J_s \{ \exp(eV_{oc}/kT) - 1 \} + J_{sc} = 0 \quad (3.30)$$

Έχουμε

$$V_{oc} = kT/e \ln(1 - J_{sc}/J_s) \quad (3.31)$$

αυτό είναι πολύ σημαντικό για τα βολτ που το αντίστροφο ρεύμα κορεσμού είναι το μικρότερο δυνατό. Ο ρυθμός παραγωγής στο σκοτάδι Gen έχει τη μικρότερη πιθανή τιμή όταν τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών δημιουργούνται μόνο από την απορρόφηση των 300K ακτινοβολία από το περιβάλλον και έτσι ενώνονται μόνο με ακτινοβολία. Σε αυτή την περίπτωση ο ρυθμός ανασυνδυασμού είναι αναλογικό του $\exp(eV/kT)$ με αποτέλεσμα στη γνωστή χαρακτηριστική ρεύμα-βολτ της PN-βραχυκύκλωση. Από την συζήτηση των διαφορετικών διαδικασιών ανασυνδυασμού στην παράγραφο 3 ξέρουμε ότι ο ρυθμός ανασυνδυασμού έχει διαφορετική εξάρτηση. Στην διαφορά ανάμεσα στις ενέργειες fermi για τον ανασυνδυασμό αγγερ ή τον ανασυνδυασμό μέσω ατελιών, που οδηγεί σε διαφορετική εξάρτηση του ρεύματος στα volt.

3.8 PN-βραχυκύκλωση με ατέλιες ανασυνδυασμού, μοντέλο δυο διόδων

Η χαρακτηριστική ρεύματος- volt υπολογίζεται για την pn-βραχυκύκλωση στον προηγούμενο τομέα που βασίζεται κυρίως στην υπόθεση ότι μόνο ο ανασυνδυασμός με ακτινοβολία έπαιρνε μέρος. Αυτή είναι η ιδανική κατάσταση η οποία μας επιτρέπει να καθορίσουμε το ανώτατο όριο για τα volt ανοιχτού κυκλώματος και την αποδοτικότητα ενός ηλιακού κυττάρου. Σε ένα πραγματικό ηλιακό κύτταρο, όμως, ο ανασυνδυασμός μέσω ατελιών κυριαρχεί όπως συζητήθηκε με λεπτομέρεια στον τομέα 3.6.2. από εκεί ξέρουμε ότι οι ατέλιες με την ενέργεια ενός ηλεκτρονίου στη μέση της απαγορευμένης ζώνης συμμετέχει ενεργά στον ανασυνδυασμό. Για να αξιολογήσουμε την επιρροή των ατελιών του ανασυνδυασμού στη σχέση ρεύματος- volt. Έτσι θα περιορίσουμε τους εαυτούς μας σε αυτόν τον τύπο ατελιών με $E_{imp}=E_i$ στην μέση της απαγορευμένης ζώνης. Επιπλέον, υποθέτουμε ότι τα ηλεκτόνια και οι οπές έχουν ίσες θερμικές ταχύτητες “v” και συλλαμβάνονται με τις ίδιες διατομές “σ”. με αυτή την απλοποίηση, εξίσωση

$$G = \frac{n_e n_h - n_i^2}{\frac{n_e + N_C \exp [-(\epsilon_C - \epsilon_{imp})/kT]}{n_{imp} \sigma_h v_h} + \frac{n_h + N_V \exp [-(\epsilon_{imp} - \epsilon_V)/kT]}{n_{imp} \sigma_e v_e}}$$

μας οδηγεί στη σχέση

$$R_{imp} = N_{imp} \sigma v N_i (\exp\{E_{fc} - E_{fv}/kT\} - 1 / \exp\{E_{fc} - E_i/kT\} + \exp\{E_i - E_{fv}/kT\} + 2) \quad (3.32)$$

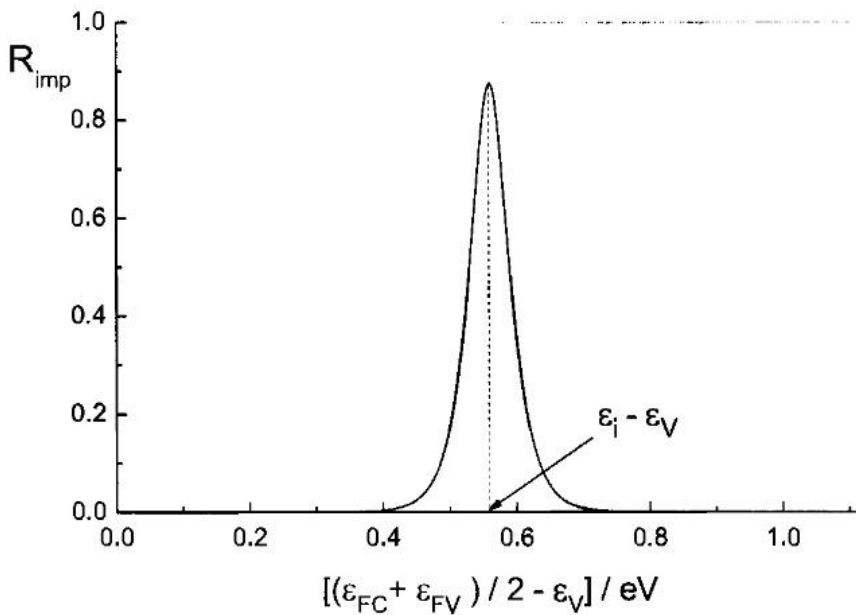


Figure 6.11: Impurity recombination rate R_{imp} as a function of the mean value of the Fermi energies $(\epsilon_{FC} + \epsilon_{FV})/2$ relative to the edge of the valence band ϵ_V in a semiconductor with an energy gap of $\epsilon_G = 1.12\text{eV}$ calculated for an applied voltage of $V = 0.4\text{V}$.

3.08

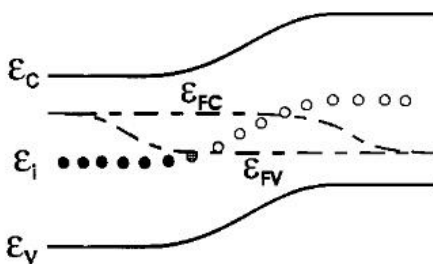


Figure 6.12: Potential distribution in a pn-junction with impurities at ϵ_i in the middle of the forbidden zone.

3.09

για μια γνωστή τιμή volt V και έτσι μια δινόμενη διαφορά $E_{fc}-E_{fv}=eV$ μεταξύ των ενεργειών fermi. Η εικόνα 3.08 δείχνει τον ρυθμό ανασυνδυασμού R_{mp} συνάρτηση της μέσης τιμής των ενεργειών fermi συσχετιζόμενο με την θέση E_i του επιπέδου των ατελιών στη μέση της απαγορευμένης ζώνης. Μπορούμε να δούμε ότι ο ρυθμός ανασυνδυασμού έχει μια έντονη μέγιστη, όταν το επίπεδο ατελιών ψεύδεται ανάμεσα στις ενέργειες fermi. Αυτή η συμπεριφορά είναι κατανοητή από την εικόνα 3.09 που δείχνει την δυνητική κατανομή σε μια pn-βραχυκύκλωση σε ένα εφαρμοζόμενο volt και η θέση της κατάστασης των επιπέδων των ατελιών συγγενικά με τις ενέργειες fermi. Στην p-περιοχή, στα δεξιά, η κατάσταση των ατελιών είναι σε μεγάλο βαθμό χωρίς εργασία, γιατί οι ενέργειες των ηλεκτρονίων είναι πάνω από τις ενέργειες fermi και στην n-περιοχή στα αριστερά είναι σε μεγάλο βαθμό ενεργά. Και στις δύο περιοχές ο ρυθμός ανασυνδυασμού είναι πολύ μικρός. Ο ρυθμός ανασυνδυασμού είναι μεγάλος μόνο εκεί που το επίπεδο ατελιών είναι ανάμεσα στις ενέργειες fermi αυτό είναι το σωστό στην pn-βραχυκύκλωση. $E_{fc}-E_i=E_i-E_{fv}=eV/2$. Αυτό σημαίνει ότι ο ρυθμός ανασυνδυασμού στην εξίσωση 3.32 είναι

$$R_{imp} = N_{imp} \sigma n_i (\exp\{eV/kT\} - 1/2\{\exp(eV/2kT) + 1\}) \quad (3.33)$$

ας συνοψίσουμε ότι ο ρυθμός ανασυνδυασμού είναι σταθερός πάνω από το πάχος W του χώρου φόρτισης των στρώσεων και επίσης λαμβάνοντας υπόψη ότι

$$\exp(eV/kT)-1=(\exp\{eV/2kT\}+1)(\exp\{eV/2kT\}-1).$$

Με αποτέλεσμα ο ανασυνδυασμός των ατελιών οδηγεί σε ένα επιπρόσθετο ρεύμα φόρτισης

$$J_{q,imp}=e\omega_{\text{sc}}N_{\text{imp}}Ni/2 \{ \exp(eV/2kT)-1 \} = J_{s2} \{ \exp(eV/2kT)-1 \} \quad (3.34)$$

αυτό το ρεύμα ρέει επιπρόσθετα στο ρεύμα που παράγεται από band-band ανασυνδυασμό, που καθορίζει το ρεύμα πάνω από τις περιοχές του μήκους διάχυσης. Λόγω της διαφορετικής τάσης εξάρτησης, σε μικρά βολτ, ο ανασυνδυασμός ατελιών υπερτερεί. Το συνολικό ρεύμα συμπεριλαμβανομένου και του ρεύματος του κλειστού κυκλώματος λόγω του φωτισμού είναι:

$$j_Q = j_{s1} \exp \left\{ \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right\} + j_{s2} \exp \left\{ \left(\frac{eV}{2kT} \right) - 1 \right\} + j_{sc}$$

(3.35)

εκτός του ρεύματος του κλειστού κυκλώματος μπορούμε να οπτικοποιήσουμε το συνολικό ρεύμα που προκύπτει μέσα από δύο τύπους διόδων που είναι συνδεδεμένες παράλληλα. Μια δίοδος με αντίστροφο ρεύμα J_s : στην οποία μόνο ο band-band ανασυνδυασμός παίρνει μέρος, είναι συνδεδεμένη παράλληλα με δύο διόδους σε σειρά που και οι δύο έχουν αντίστροφο ρεύμα J_s και μόνο ο ανασυνδυασμός ατελιών παίρνει μέρος στην περιοχή φόρτισης. Λόγω αυτής της σύνδεσης σε σειρά, μόνο τα μισά βολτ ενεργούν σε αυτές τις δύο διόδους. Αυτό συνοψίζει το μοντέλο των δύο διόδων, που θεωρείται ταυτόχρονα band-band και ανασυνδυασμός- ατελιών και αναπαράγει την χαρακτηριστική ρεύματος- βολτ ενός αληθινού pn- βραχυκυκλώματος. Ένα σχόλιο πρέπει να γίνει σε αυτό το σημείο. Η εκθετική εξάρτηση του ρεύματος στα βολτ σε μια pn-βραχυκύκλωση συνήθως φαίνεται να προκαλείται από το φράγμα δυναμικού μεταξύ της N και P μεριάς, στην οποία οι φορείς στην μπροστινή κατεύθυνση του ρεύματος πρέπει να ξεπεράσει. Σε αυτή την περιγραφή είναι δύσκολο να καταλάβουμε ότι οι φορείς “βλέπουν” μόνο το μισό από το φράγμα όταν αργότερα εξαφανιστούν από τον ανασυνδυασμό των “ ατελιών ”. Ξέρουμε, όμως, ότι η αύξηση του μπροστινού ρεύματος αντ' αυτού προκαλείται από την εξάρτηση του ρυθμού ανασυνδυασμού στην διαφορά μεταξύ των ενεργειών fermi και δεν είναι έκπληξη ότι αυτές οι εξαρτήσεις είναι διαφορετικές για διαφορετικές διαδικασίες ανασυνδυασμού.

Έχουμε δει ότι οι ιδιότητες ακόμα και όμοιων βραχυκυκλώσεων, μια PN-βραχυκύκλωση που αποτελείται από το ίδιο υλικό βάσης, μπορεί να ερμηνευθεί με όρους των μοντέλων μεμβράνης. Η συνεισφορά στο ρεύμα πηγάζει από τις χημικές αντιδράσεις μεταξύ των ηλεκτρονίων και των οπών από τη μια μεριά, και των φωτονίων και φωνονίων από την άλλη μεριά, που συμβαίνει μέσα σε μια αντίδραση επιμηκύνοντας από ένα αριστερό μήκος διάχυσης της βραχυκύκλωσης σε ένα μήκος διάχυσης στα δεξιά μιας βραχυκύκλωσης. Το υλικό, έξω από το μέρος αντίδρασης, N τύπου στη μια μεριά P τύπου στην άλλη μεριά υπάρχουν ως μεμβράνες στις οποίες η μετάδοση ρεύματος εμπεριέχει μόνο την πλειοψηφία φορέων PN-βραχυκύκλωσης δεν είναι ιδανική για ηλιακά κύτταρα για τους εξής λόγους. Για την καλύτερη απόδοση ενός ηλιακού κυττάρου ο ανασυνδυασμός πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερος και το υλικό του ημιαγωγού όσο πιο “καθαρό” γίνεται, επιτρέποντας μόνο τον ανασυνδυασμό ακτινοβολίας. Μάθαμε παραπάνω ότι η ζωή της ακτινοβολίας των ηλεκτρονίων είναι 30ms στην P- τύπου ντοπαρισμένη σιλικόνη με $10^{16}/\text{cm}^3$ αποδοχείς, τυπικά για μια κρυσταλλική σιλικόνη ηλιακού κυττάρου. Για αυτή τη ζωή το μήκος διάχυσης είναι $L_e=1\text{cm}$. Για την διατήρηση των λειτουργιών της μεμβράνης όπως στην P-μεριά που κρατάει τα ηλεκτρόνια μακριά από την επαφή με τις οπές στην άκρη, η P- περιοχή του ηλιακού κελιού πρέπει να είναι παχύτερη από αυτή.

Το ηλιακό κύτταρο θα πρέπει επομένως να είναι πολύ παχύτερο από το απαιτούμενο για να απορροφήσει τα απορροφήσιμα φωτόνια με $Hw \geq E_g$, χάσιμο σημαντικού υλικού. Θα δούμε αργότερα πως αυτό το πρόβλημα λύνεται. Σε κάθε περίπτωση η λειτουργία της μεμβράνης είναι απαραίτητη για να εμποδίσει την πλειοψηφία των φορέων να φτάσουν στην λάθος μεταλλική επαφή, ωστόσο οι κλίσεις των δυνητικών ηλεκτροχημικών υπάρχουν

για να τους καθοδηγήσουν στην λάθος κατεύθυνση.

3.9 Έτερο - βραχυκύκλωσεις

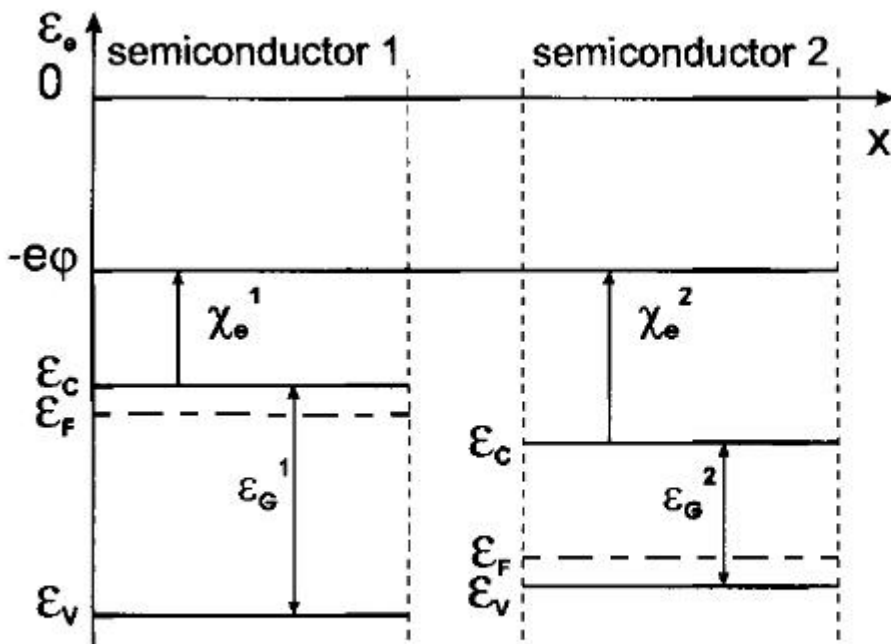


Figure 6.13: Two different semiconductors prior to making contact.

Στην εικόνα 3.03 βλέπουμε ότι υπάρχει μια μετάδοση στην λάθος κατεύθυνση σε μια ομοιο- βραχυκύκλωση που τα ηλεκτρόνια ρέουν στην επαφή στην P- μεριά και οι οπές στην N- μεριά. Το σχετικό ρεύμα φόρτισης από το οποίο το συνολικό ρεύμα μειώνεται είχε ξεχαστεί στον υπολογισμό της χαρακτηριστικής του ρεύματος- βολτ για μια PN βραχυκύκλωση. Στην πραγματικότητα με το να παραμελήσουμε αυτή την συνεισφορά δικαιολογείται μόνο όταν οι μετρήσεις παίρνονται για να εξαλειφθεί αυτό το ρεύμα ή η αιτία του, που είναι ο ανασυνδυασμός στην διασύνδεση με την μεταλλική επαφή. Μια πιθανότητα φαίνεται στην εικόνα 3.02. τα ηλεκτρόνια ρέουν έξω από το κύτταρο, και οι οπές μέσω ενός P- αγωγού, και οι δύο με ένα μεγάλο ενεργειακό κενό. Σύμφωνα με το πολύ μικρό αποτέλεσμα συγκέντρωσης των φορέων μειονότητας στην λάθος κατεύθυνση, δηλαδή ένα ρεύμα ηλεκτρονίων προς την μεριά P- μεριά και ένα ρεύμα οπών προς την N- μεριά. Η κατασκευή της εικόνας 3.02 απαιτεί τρία διαφορετικά υλικά: έναν απορροφητή ημιαγωγό στη μέση ανάμεσα από δύο ημιαγωγούς με μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα και διαφορετικές ηλεκτρονιικές συγγένειες χ_e . Τέτοιοι συνδυασμοί διαφορετικών υλικών είναι γνωστοί στις ετερο- βραχυκυκλώσεις.

Επιπρόσθετα για την πρόληψη ανασυνδυασμού διεπαφής στις μεταλλικές επαφές, οι ετερο-βραχυκυκλώσεις είναι σημαντικές, όταν δεν είναι δυνατό να ετοιμάσουμε μια PN-βραχυκύκλωση από ένα μόνο μεταλλικό έτσι όπως αποκαλείται η ετερο- βραχυκύκλωση. Στην πραγματικότητα υπάρχουν πολλά υλικά που μπορούν να ντοπαριστούν μόνο είτε στον N- τύπο είτε στον P τύπο. Αυτό περιλαμβάνει σχεδόν όλα τα υλικά με ενεργειακό χάσμα μεγαλύτερο από 2,5 eV. Αυτός είναι ένας από τους λόγους που είναι τόσο δύσκολο να κατασκευάσουμε led που να εκπέμπουν μπλε, με εξαίρεση του GaN.

Για τα ηλιακά κύτταρα και άλλα ηλεκτρικά υλικά δεν είναι τόσο αποδοτικό να φέρουμε ημιαγωγούς με ιδανικά ενεργειακά κενά και με ηλεκτρόνια συγγένειας σε επαφή. Είναι περισσότερο σημαντικό οι διασυνδέσεις να είναι όσο το δυνατόν πιο ελεύθερες από ενεργειακές καταστάσεις στο απονορευμένο χάσμα, για να εκμηδενίσουμε επιπρόσθετο ανασυνδυασμό και να προλάβουμε την ηλεκτρική φόρτιση λόγω της προτεινόμενης παγίδευσης ενός τύπου φορέων.

Ο συνδυασμός υλικών που να εκπληρώνει αυτές τις συνθήκες είναι πολύ σπάνιος. Ένας ιδανικός συνδυασμός είναι διοξείδιο σιλικόνης- σιλικόνης, στην οποία το διοξείδιο σιλικόνης δεν μπορεί να ντοπαριστεί και έτσι χρησιμεύει ως μονωτής. Παρόλα αυτά, θα

δούμε αργότερα ότι αυτός ο συνδυασμός είναι πολύ σημαντικός για τα ηλιακά κύτταρα σιλικόνης. Οι περισσότεροι γνωστοί συνδυασμοί με μικρή πυκνότητα διασυνδεδεμένων καταστάσεων αποτελούνται από III-V ενώσεις και είναι βασισμένες στο αρσενίδιο το γαλλίου.

Αυτή η διανομή του ηλεκτρικού δυναμικού και των άκρων φάσματος μπορεί να είναι αποφασιστικά για μια ετερο-βραχυκύκλωση όπως πριν όπως για μια κανονική PN-βραχυκύκλωση αν οι διασυνδέσεις δεν είναι φορτισμένες αφού αυτό υπονοεί ότι η διηλεκτρική μετατροπή $D = \epsilon \epsilon_0 E$ και το ηλεκτρικό δυναμικό ϕ είναι συνεχώς πάνω από τις διασυνδέσεις. Χάρη στη συνέχεια του D οι δυνάμεις του πεδίου E στα δεξιά και στα αριστερά των διασυνδέσεων διαφέρουν από την αναλογία των διηλεκτρικών σταθερών ϵ .

στην εικόνα βλέπουμε δύο διαφορετικούς ημιαγωγούς από τον αριστερό ημιαγωγό 1, που είναι N-ντοπαρισμένος, και στα δεξιά ημιαγωγός 2 που είναι P-ντοπαρισμένος. Για να προσδιορίσουμε την δυναμική κατανομή στο σκοτάδι, θα αρχίσουμε στην εικόνα 6.14 με ημιαγωγό 1, για τον οποίο εκτός από την πιθανή εμφάνιση ενός στόματος φόρτισης χώρου. - το ηλεκτρικό δυναμικό κρατιέται από ένα συνεχές στα αριστερά των διασυνδέσεων. Στην ηλεκτροχημική ισορροπία με τον P-αγωγό η ενέργεια fermi έχει την ίδια τιμή παντού. Στα δεξιά του χώρου φόρτισης στρώματος, πιθανόν συμβαίνει στην διασύνδεση, τα άκρα συχνοτήτων E_c και E_v και τα συγγενικά ηλεκτρόνια X του ημιαγωγού Z εισάγονται συγγενικά στις ενέργειες fermi με τις ίδιες τιμές όπως στην εικόνα.

η διανομή του ηλεκτρικού δυναμικού καθορίζεται από τη διανομή φόρτισης και είναι ανεξάρτητο από τα συγγενικά ηλεκτρόνια ή το ενεργειακό χάσμα. Χάρη στην συνέχεια του ηλεκτρικού δυναμικού σε όλη την διεπαφή, στην περίπτωση μη φόρτισης κατάστασης διεπαφής, το αποτέλεσμα της δυναμικής διανομής είναι μέρος διαφορετικών κλίσεων που προκύπτουν από τις διηλεκτρικές σταθερές. Το ίδιο όπως κανονικής PN-βραχυκύκλωσης όπως παραπάνω.

σύμφωνα με τον τύπο 3.9 η διαφορά ηλεκτρικού δυναμικού μεταξύ των ουδέτερων περιοχών του N-αγωγού και του P-αγωγού είναι:

$$e(\phi^1 - \phi^2) = \mu_{e,0}^1 + kT \ln \left(\frac{n_e^1}{N_C^1} \right) - \mu_{e,0}^2 - kT \ln \left(\frac{n_e^2}{N_C^2} \right) \quad (3.36)$$

που οι στάνταρ τιμές του χημικού δυναμικού $\mu_{e,0}$ των ηλεκτρονίων τώρα δίνονται από διαφορετικές ηλεκτρονιακές συγγένειες χ_e των δύο ημιαγωγών.

$$\mu_{e,0}^1 - \mu_{e,0}^2 = \chi_e^2 - \chi_e^1$$

η διαφορά των ηλεκτρονιακών συγγενιών επηρεάζει επίσης την ασυνέχεια Δe_c στα άκρα της ζώνης της αγωγιμότητας και μαζί με τη διαφορά E_g στο ενεργειακό χάσμα η ασυνέχεια Δe_v στα άκρα της ζώνης σθένους κατευθείαν στην διεπαφή.

$$\begin{aligned} \Delta e_c &= \epsilon_C^1 - \epsilon_C^2 = \chi_e^2 - \chi_e^1 \\ \Delta e_v &= \epsilon_V^1 - \epsilon_V^2 = \chi_e^2 - \chi_e^1 + \epsilon_G^2 - \epsilon_G^1 \end{aligned}$$

διαλέγοντας υλικά με ιδανικές ηλεκτρονιακές συγγένειες χ_e και ενεργειακά χάσματα, E_g , όπως στην εικόνα 3.02 είναι πιθανό να αποφύγουμε τις ασυνέχειες στα άκρα συχνοτήτων για την πλειονότητα των φορέων και παράγουν για την μειονότητα φορέων και με αυτόν τον τρόπο ελέγχουμε την μεταφορά φορτίων.

3.10 Επαφή ημιαγωγού-μεταλλικού

οι μεταλλικές επαφές επιτρέπουν απρόσκοπτη μεταφορά φόρτισης μεταξύ του ηλιακού κυττάρου και ενός εξωτερικού φορτίου. Η επαφή με το μέταλλο θα πρέπει λοιπόν να μην προκαλεί εξάντληση της πλειονότητας των φορέων φόρτισης στο διπλανό ημιαγωγό. Η διανομή δυναμικού στην επαφή ημιαγωγού-μετάλλου ακολουθεί τους ίδιους κανόνες όπως μια επαφή ημιαγωγού-ημιαγωγού. Η εικόνα 3.010 δείχνει έναν ημιαγωγό και ένα μέταλλο

πριν κάνουν επαφή και κατά την επαφή. Το μέταλλο χαρακτηρίζεται μόνο από το χημικό δυναμικό $\mu_{e,m}$ των ηλεκτρονίων του. Η απόλυτη τιμή του χημικού δυναμικού είναι γνωστός ως η λειτουργία του έργου.

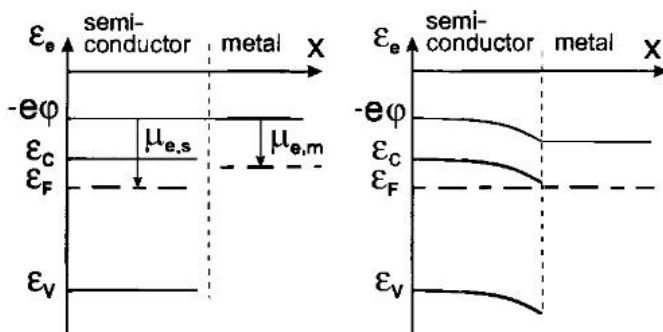


Figure 6.15: Schematic energy diagram of a semiconductor and metal before making contact (left) and in contact (right).
(3.010)

Σε επαφή μια διαφορά ηλεκτρικού δυναμικού υψώνεται για την περίπτωση των δύο ημιαγωγών ανταποκρίνονται στην διαφορά λειτουργίας έργου. Χάρη στην υψηλή συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στο μέταλλο, η κατανομή φορτίου στο μέταλλο εκφυλίζεται στην επιφάνεια φόρτισης. Ολόκληρη η δυναμική διαφορά μεταξύ του μετάλλου και του ημιαγωγού επομένως εμφανίζεται απέναντι από το στρώμα φορτίου χώρου του ημιαγωγού. Στην εικόνα 3.010 έχουμε υποθέσει ότι δεν υπάρχει φορτίο στην επαφή διεπαφής πέραν της επιφανειακής φόρτισης του μετάλλου, έτσι το ηλεκτρικό δυναμικό είναι συνέχεια απέναντι από την επιφάνεια. Από αυτή την εικόνα μπορούμε να δούμε ότι τα μέταλλα έχοντας μικρότερη λειτουργία έργου από τον ημιαγωγό προκαλεί μια συσσώρευση ηλεκτρονίων δίπλα από τον ημιαγωγό. Τα μέταλλα με μικρή λειτουργία έργου συνεπώς προτιμούνται για την ανταλλαγή ηλεκτρονίων και κάνουν καλή αυτοαποκαλούμενη ομική επαφή N τύπου ημιαγωγών. Αντιστρόφως, τα μέταλλα με μεγάλη λειτουργία έργου κάνουν καλές ομικές επαφές σε N τύπο ημιαγωγού. Τα ηλεκτρόνια βλέπουν ένα φράγμα δυναμικού από την ενέργεια fermi από το μέταλλο στη ζώνη αγωγιμότητας του ημιαγωγού, ισοδύναμο με την διαφορά της λειτουργίας έργου του μετάλλου και τις ηλεκτρονιακές συγγένειες του ημιαγωγού. Η θερμότητα προκαλείται όταν τα ηλεκτρόνια περνούν το φράγμα ταξιδεύοντας από το μέταλλο στον ημιαγωγό με αποτέλεσμα μια peltier επίδραση ψύξης.

Σύμφωνα με την κατεύθυνση του ρεύματος φόρτισης τα ηλεκτρόνια ταξιδεύουν από τον ημιαγωγό στο μέταλλο, παρατηρείται μια επίδραση peltier θερμότητας.

- για επαφές ομοιοπολικών ημιαγωγών, σιλικόνη ιδίως, όμως, η κάμψη των ζωνών στον ημιαγωγό έχει βρεθεί να εξαρτάται λιγότερο στην λειτουργία έργου του μετάλλου από ότι θα περιμέναμε από τη διαφορά στην λειτουργία έργου. Αυτό πιθανώς οφείλεται στην παρουσία επιφανειακών καταστάσεων στην επιφάνεια σιλικόνης, που φορτίζονται χάρη στην επαφή με το μέταλλο. Μαζί με τη φόρτιση επιφάνειας στο μέταλλο, η επιφανειακή φόρτιση στη σιλικόνη σχηματίζει ένα φορτίο διπλού στρώματος κατά την οποία προκύπτει ένα δυναμικό σκαλοπάτι το οποίο εξαρτάται από τη διπολική ροπή του στρώματος. Η διαφορά δυναμικού μεταξύ του εσωτερικού του ημιαγωγού και του εσωτερικού του μετάλλου ακόμα δίνεται από τη διαφορά στο έργο λειτουργίας, αλλά τώρα διαιρείται μεταξύ της κάμψης των ζωνών του στρώματος φορτίου του χώρου και στο σύνθητες άγνωστο δυναμική διαφορά απέναντι από το δίπολο.

Οι επαφές με καλό φορέα ανταλλαγής μπορούν επίσης να προετοιμαστούν βασιζόμενες σε μια άλλη αρχή. Αν ένας ημιαγωγός είναι υψηλά ντοπαρισμένος τουλάχιστον στην περιοχή της επαφής, η πλειοψηφία των φορέων καταστροφής στρώματος προκαλείται από μη σωστή λειτουργία της λειτουργίας έργου του μετάλλου που είναι πολύ λεπτό. Μπορεί στην περίπτωση για ιδανικά υψηλά επίπεδα ντόπινγκ, το να είναι τόσο λεπτό που η πλειοψηφία των φορέων φόρτισης μπορούν να περάσουν το δυναμικό φράγμα μεταξύ του ημιαγωγού και του μετάλλου. Το αλουμίνιο έχει μικρότερη λειτουργία έργου από μια P-ντοπαρισμένη σιλικόνη και επομένως δεν το λαμβάναμε υπόψη μας να είναι καλή επαφή μετάλλου γι αυτό. Αν όμως μετά από επανατοποθέτηση το αλουμίνιο επιτρέπεται να κάνει διάχυση σε

μεγάλες θερμοκρασίες μέσα στη σιλίκονη που σχηματίζει αποδέκτες καταστάσεις, μια δυνατά P ντοπαρισμένη στρώση έχει αποτέλεσμα μια δυναμική διανομή όπως φαίνεται στην εικόνα 3.011. το λεπτό φράγμα στη ζώνη σθένους της σιλίκονης και την ζώνη ανωγιμότητας της A1 επαφής μέσω σήραγγας. Παράγοντας μια δυνατά ντοπαρισμένη P-στρώση μπροστά από την μεταλλική επαφή επίσης ενισχύει την χαρακτηριστική μεμβράνη της P-περιοχής.

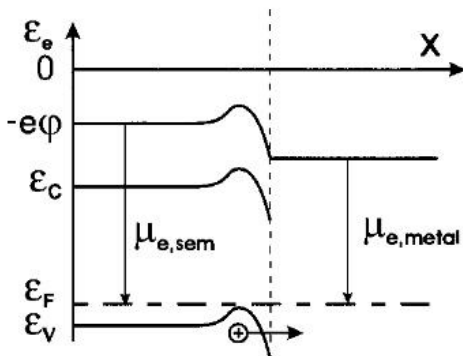


Figure 6.16: Holes from the valence band can tunnel through a thin potential barrier of a strongly p-doped depletion layer into the metal.

3.11 Επαφή SCHOTTKY

Η βασική αρχή σε ένα ηλιακό κύτταρο, επιγραμματικά έχει δύο μεμβράνες μια που ανταλλάσσει ηλεκτρόνια και η άλλη ανταλλάσσει οπές, μπορεί να γεμίσει απλά με ομογενές ντοπαρίσμα του ημιαγωγού με δύο διαφορετικές μεταλλικές επαφές, μια ομική επαφή για να ανταλλάσσει την πλειοψηφία των φορέων και η δεύτερη που προκαλεί την εξάντληση της πλειοψηφίας των φορέων. Η δεύτερη επαφή λέγεται Schottky επαφή. Για έναν N-αγωγό το έργο λειτουργίας πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερο από τον ημιαγωγό και για έναν P-αγωγό πολύ μικρότερο.

Η εικόνα 6.17 δείχνει την πιθανή διανομή σε μια Schottky επαφή σε P-αγωγό στο σκοτάδι. Πρέπει όμως να επισημάνουμε ότι οι επαφές Schottky είναι απλό να προετοιμαστούν μόνο για μερικούς ημιαγωγούς. Έχουν το μειονέκτημα ότι απαιτούν απρόσκοπτη ανταλλαγή της μειονότητας των φορέων και αναπόφευκτη σε συνδυασμό με το υψηλό επίπεδο επιφανειακών ανασυνδυασμών των νέων υλικών. Η εμπειρία έχει δείξει ότι οι επαφές που η ομαλή λειτουργία υποτίθεται ότι είναι Schottky επαφές που στην πραγματικότητα ημιαγωγοί ετεροβραχυκυκλώσεων σχηματίζονται από χημική αντίδραση του μετάλλου με τον ημιαγωγό. Ένα παράδειγμα είναι η επαφή μεταξύ του χαλκού (Cu) και του N-τύπου του θειούχου καδμίου (Cds) που μια P-συμπεριφερόμενη Cu_2S δημιουργείται.

3.12 MIS επαφή

Για να μειώσουμε τον επιφανειακό ανασυνδυασμό σε μια Schottky επαφή, μπορούμε να εισάγουμε ένα στρώμα οξειδίου μεταξύ του μετάλλου και του ημιαγωγού. Παρόλο που είναι προσθετικό, δεν είναι σοβαρή παρέμβαση όταν είναι ιδανικά λεπτό για να αφήσει τα ηλεκτρόνια ή τις οπές να περάσουν μέσω τούνελ από το λεπτό φράγμα δυναμικού. Πάντως, η μείωση των φορέων πλειονότητας στον ημιαγωγό δεν είναι σαφής, επειδή ένα μέρος της διαφοράς στη δουλειά των λειτουργιών τώρα συμβαίνουν σε όλο το στρώμα του οξειδίου και όχι στον ημιαγωγό.

Στις δομές MIS (metal insulator silicon- μεταλλική μονωτική σιλίκονη) αυτό το μειονέκτημα αντισταθμίζεται αξιοποιώντας την ιδιότητα του διοξειδίου της σιλίκονης. Τα άτομα πρόσμιξης δεσμεύονται με το διοξείδιο της σιλίκονης που είναι συχνά ιονισμένα για παράδειγμα όταν φορτίζονται. Η φόρτισή τους εξουδετερώνεται από τη φόρτιση του μετάλλου και του ημιαγωγού. Αν το οξείδιο είναι θετικά φορτισμένο στο εσωτερικό του ημιαγωγού, οι οπές ωθούνται μακριά από το εσωτερικό και τα ηλεκτρόνια συσσωρεύονται. Το σχήμα 3.012 δείχνει ότι μια δυναμική διανομή παρόμοια με αυτή των

Schottky επαφών δίνει αποτέλεσμα σε έναν P-αγωγό, αλλά τώρα χωρίς το μειονέκτημα του υψηλού επιπέδου ενός ανασυνδυασμού επιφάνειας.

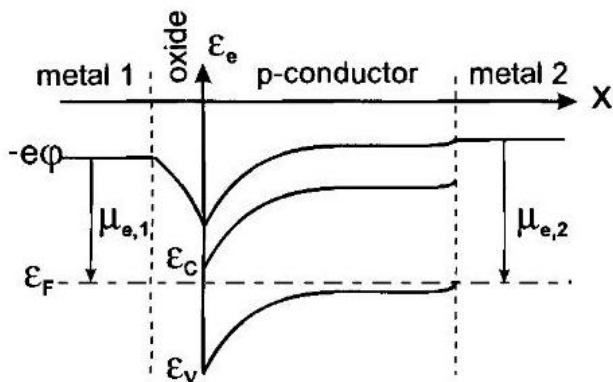


Figure 6.18: In an MIS (Metal Insulator Silicon) structure a very thin oxide layer between the metal and the silicon prevents surface recombination. The depletion of holes in the p-conductor is the result of a positive charge trapped in the oxide near the silicon.

3.012

3.13 Ο ρόλος του ηλεκτρικού πεδίου στα ηλιακά κύτταρα

Ο αναγνώστης ίσως το βρει παράξενο ότι το ηλεκτρικό πεδίο το οποίο υπάρχει στο σκοτάδι και παρόλο που κάπως είναι μειωμένο, επίσης στο φως σε μια pn-σύνδεση δεν είναι σημαντικό για την δική μας κατανόηση του ηλιακού κυττάρου. Το κριτήριο για μια ηλιακή κυτταρική κατασκευή είναι ότι τα ηλεκτρόνια και οι οπές πιέζονται από μεμβράνες σε διαφορετικές κατευθύνσεις και στο δρόμο τους η εντροπία τους διατηρείται. Όταν αυτή η κατάσταση έχει ολοκληρωθεί, σε μερικές κατασκευές, πχ σε pn-σύνδεση σε ομοιόμορφο υλικό, ένα ηλεκτρικό πεδίο θα είναι παρόν μεταξύ των μεμβρανών. Η διεύθυνση του ηλεκτρικού φορτίου βραχυκυκλώματος σε ένα pn ηλιακό κύτταρο συμφωνεί με την κατεύθυνση αυτού του πεδίου. Αυτό φαίνεται είναι επαρκές να πιστεύουμε ότι επίσης δημιουργεί το ρεύμα. Για να υπερβάλλουμε λιγάκι, αυτό είναι απλή σύμπτωση. Αυτό θα ήταν ένας εντελώς περιττός περιορισμός να αποκλείσουμε κατασκευές για ηλιακά κύτταρα στο οποίο κανένα ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι παρόν, αλλά τα οποία έχουν την μεμβρανική λειτουργία ενσωματωμένη και οι οποίες πληρούν την κατάσταση της διατήρησης της εντροπίας. Το βαμμένο ηλιακό κύτταρο στο τμήμα 3.3 είναι καλό παράδειγμα. Το βαθύ μείγμα από ηλεκτρονική μεμβράνη (TiO_2) μεμβράνη βαφής και οπής (ηλεκτρολύτη) σε νανομετρική κλίμακα, δεν επιτρέπει την δημιουργία ενός εκτεταμένου χώρου φόρτισης και ενός πεδίου.

Άλλο ένα παράδειγμα θα δοθεί στο τέλος του τμήματος.

Συχνά διαβάζουμε ότι είναι μόνο το ηλεκτρικό πεδίο μιας pn-σύνδεσης το οποίο τροφοδοτεί την κινητήρια δύναμη για τα ρεύματα τα οποία ρέουν κατά την διάρκεια της φόρτισης. Ας κοιτάξουμε πιο προσεχτικά αυτό το επιχείρημα. Αν ήταν αλήθεια ότι οι μεταφορείς φορτίου τους οδηγούσε το πεδίο, τότε θα ήταν συνεχώς επιταχυνόμενοι λόγω του πεδίου και επιβραδυνόμενοι με το δίκτυο. Το πεδίο θα εκτελούσε δουλειά να τα κρατήσει σε κίνηση. Θα πρέπει να υπάρχει μια πηγή ενέργειας παρούσα η οποία συνεχώς θα τροφοδοτούσε ενέργεια για να αναπληρώσει την ενέργεια που διασκορπίζετε κατά την διάρκεια κάθε σύγκρουσης των μεταφορέων φορτίου με προϋπόθεση να διατηρήσει ένα συνεχές ρεύμα. Αυτό θα το δούμε καλύτερα με ένα απλό παράδειγμα.

Φαντάσου ένα πυκνωτή με ένα υλικό το οποίο μονώνει στο σκοτάδι και γίνεται αγωγίμο, ως αποτέλεσμα της παραγωγής ηλεκτρονίων και οπών όταν φωτίζετε. Αυτός ο αγωγός φωτίζετε στο σκοτάδι, και τότε η πηγή τάσης αποσυνδέεται. Ένα ηλεκτρικό πεδίο είναι παρόν στο υλικό μεταξύ των πλακών του πυκνωτή. Όταν αυτό το υλικό φωτιστεί, ένα ρεύμα θα ρεύσει. Τα ηλεκτρόνια ρέουν στην θετική φορτισμένη πλάκα και οι οπές στην αρνητική φορτισμένη πλάκα. Αυτά τα σωματίδια αποκτούν ενέργεια από το πεδίο το οποίο μεταγενέστερα διαλύετε από τον διασκορπισμό φωτονίων. Ωστόσο το πεδίο αποδυναμώνετε από την μεταφορά φορτίου και ο πυκνωτής αποφορτίζεται. Το ρεύμα εξαφανίζεται μετά από μια διηλεκτρική χαλαρωτική στιγμή, και το ηλεκτρικό πεδίο εξαφανίζεται διότι η ενέργεια του ηλεκτρικού πεδίου είναι αποθηκευμένη στον πυκνωτή κατά την διάρκεια της διαδικασίας φόρτισης η οποία καταναλώνετε. Ένα ομαλό ρεύμα που οδηγείτε από ένα ηλεκτρικό πεδίο χρειάζεται μια συνεχόμενη πηγή ενέργειας για να διατηρήσει το πεδίο, με άλλα λόγια μια μπαταρία.

Έχουμε κάνει προσπάθεια να διαχωρίσουμε μια ενδεχόμενη ηλεκτροχημική διαφορά η οποία μετριέται με ένα βολτόμετρο και μια ενδεχόμενη ηλεκτρική διαφορά η οποία δεν μετριέται. Στην ουσία, κάτι πρέπει να είναι λάθος στην εκπαίδευση της φυσικής αν νομίζουμε ότι ένα DC ρεύμα μπορεί να οδηγηθεί σε ένα κλειστό κύκλωμα με μια απλή ηλεκτρική ενδεχόμενη διαφορά. Η λέξη ενδεχόμενη από μόνη της θα πρέπει να μας λέει ότι καμία ενέργεια δεν μπορεί να αποκτηθεί με το να κινήσουμε ένα φορτίο κατά μήκος μιας κλειστής οδού. Όταν βρίσκετε πίσω στο σημείο έναρξης έχει και πάλι την ίδια ηλεκτρική ενέργεια και καμία ενέργεια δεν θα μπορούσε να έχει διαλυθεί από ένα φορτίο με το να κινηθεί διαμέσου μιας μέσης αντίστασης. Ως παράδειγμα, **Σχέδιο 3.013**, δείχνει νερό το οποίο μπορεί να ρέει σε ένα κλειστό κύκλωμα. Υπάρχει επίσης μια κινητήρια δύναμη, η αντίσταση της ενδεχόμενης βαρύτητας Φ , και οδηγεί το νερό προς τα κάτω. Γνωρίζουμε ότι το νερό

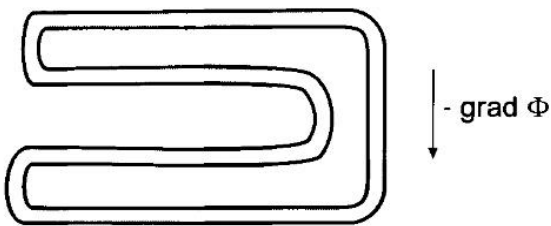


Figure 6.19: Water in a closed pipe does not flow, although the gradient of the gravitational potential Φ drives it downwards.

3.013

στο σωλήνα δεν θα ρέει. Αν θα ρέει προς τα κάτω από την μια πλευρά, θα πρέπει να ρέει προς τα πάνω από την άλλη πλευρά. Αλλά πως το νερό στα δεξιά "γνωρίζει" ότι πηγαίνει προς τα πάνω στα αριστερά. Υπάρχει μια αντίσταση πίεσης η οποία αναπληρώνει τη δύναμη της βαρύτητας του σε κάθε σημείο. Το ίδιο συμβαίνει στην pn-σύνδεση. Η αντίσταση του ηλεκτρικού ενδεχομένου διατηρείτε διότι αναπληρώνετε από την αντίσταση του χημικού ενδεχομένου. Σε άλλη περίπτωση, η pn-σύνδεση θα αποφορτιζόταν όπως ακριβώς με τον παραπάνω πυκνωτή, καθώς δεν υπάρχει πηγή ενέργειας να στηρίξει το

πεδίο.

Το Σχέδιο 6.20, δείχνει μια pn-σύνδεση με επαφές στην n και p πλευρά. Οι επαφές γίνονται από το ίδιο μέταλλο σαν το καλώδιο(δεν φαίνεται) το οποίο τα συνδέει για να διασφαλίσει ένα βραχυκύκλωμα. Έξω από τον ημιαγωγό το ενδεχόμενο ηλεκτρικό Φ έχει την ίδια αξία παντού κατά μήκος του κυκλώματος, φαίνεται στα αριστερά και δεξιά του σχεδίου. Μέσα στο ημιαγωγό διαφέρει, εξαιτίας της παραλλαγής στη χημική σύνθεση(ντοπάρισμα). Ένα φορτίο δεν μπορεί να επωφεληθεί από αυτήν την παραλλαγή του ηλεκτρικού ενδεχομένου με το να πηγαίνει γύρω από το κύκλωμα, καθώς πηγαίνει προς τα πάνω όσο και προς τα κάτω στο ηλεκτρικό ενδεχόμενο Φ . Τα ηλεκτρόνια και οι οπές μπορούν, ωστόσο, να επωφεληθούν από αντιστάσεις των ηλεκτρικών ενδεχομένων, $\mu_{e,m} = \epsilon_{FC}$ και $\mu_{h,m} = \epsilon_{FV}$ και την ασυμμετρία των μεμβρανών καθορίζει τις προτιμότερες κατευθύνσεις, για τα ηλεκτρόνια να πάνε αριστερά και οι οπές να πάνε δεξιά.

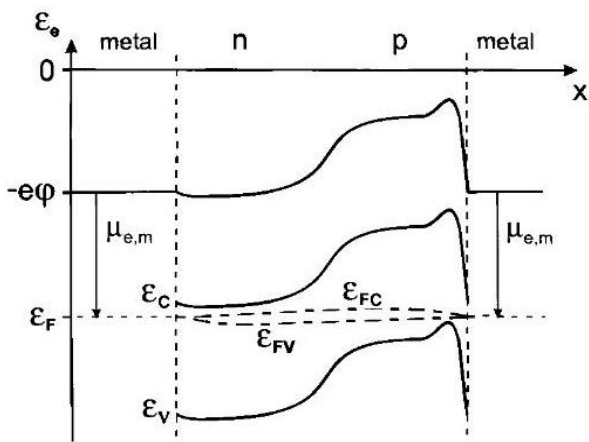


Figure 6.20: The distribution of the electrical potential ϕ in a pn-junction with metal contacts shows that a charge cannot gain energy from moving around a closed circuit.

(3.014)

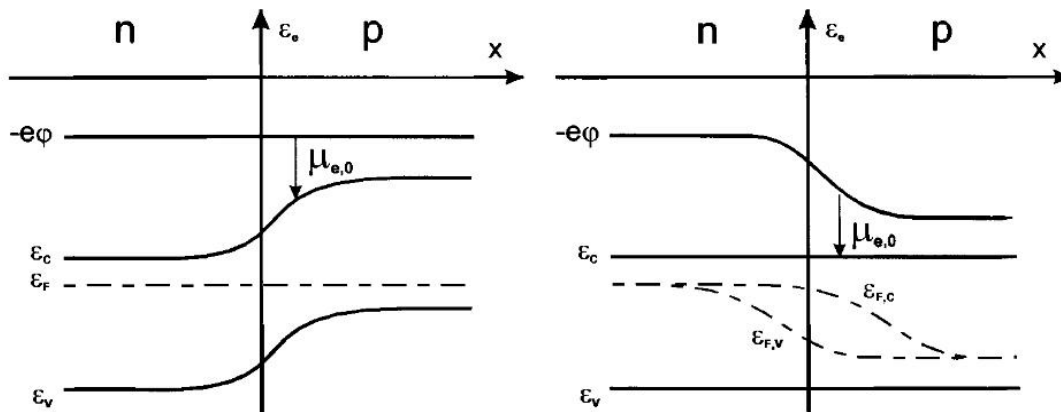


Figure 6.21: Potential distribution in a pn-junction, where the electron affinity $\chi_e(x) = -\mu_{e,0}(x)$ compensates the concentration dependent part $kT \ln [n_e(x)/N_C]$ of the chemical potential. Left: in the dark and in electrochemical equilibrium. Right: illuminated and at open-circuit.

(3.015)

Με προϋπόθεση να ξεκαθαρίσουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι άσχετο για την μετατροπή ενέργειας σε ηλιακό κύτταρο, κατασκευάζουμε μια pn-σύνδεση με ένα δυσκίνητο αλλά φυσικό όχι απαγορευμένο τρόπο όπου η p-πλευρά είναι αποφορτισμένη σε σχέση με την n-πλευρά στο σκοτάδι και κανένα πεδίο δεν είναι παρόν. Για την κατασκευαστική αρχή χτίζουμε πάνω σε ότι γνωρίζουμε σε έτερο-διασταυρώσεις. Σύμφωνα με το Eq.(3.36) η ηλεκτρική ενδεχόμενη διαφορά μεταξύ δυο σωμάτων καθορίζετε από την διαφορά στις λειτουργίες τους ή από τις διαφορές των χημικών τάσεων μ_e των ηλεκτρονίων τους. Καθώς οι διαφορές των χημικών τάσεων εξαρτώνται από τις διαφορές στις συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων και την αναλογία της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων, είναι κατανοητό να κατασκευάσουμε μια pn-σύνδεση με το να αλλάζουμε συνεχώς υλικά με τέτοιο τρόπο ώστε να έχουν όλα το ίδιο ενεργειακό κενό και να έχουν επίσης την ίδια χημικό τάση για τα ηλεκτρόνια τους. Σε αυτή την κατασκευή η χωρική μεταβολή της συγκέντρωσης του ηλεκτρονίου, αυξάνοντας από την p-πλευρά στην n-πλευρά, αναπληρώνετε από την χωρική μεταβολή της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων χ_e , επίσης αυξάνοντας από το n στη p περιοχή. Στο σκοτάδι, σε ηλεκτροχημική ισορροπία, αυτή η κατασκευή έχει την διανομή τάσης η οποία φαίνεται στα αριστερά στο σχέδιο 3.015.

Όταν αυτή η κατασκευή φωτίζεται, ένα ηλεκτρικό πεδίο παράγεται το οποίο είναι αντίθετα τοποθετημένο από το πεδίο στη κανονική pn σύνδεση και αυξάνετε με την ένταση του φωτισμού. Οδηγεί τα ηλεκτρόνια στην p- περιοχή και οι τρύπες στην n-περιοχή, αν ήταν η μοναδική δύναμη όπως φαίνεται στα δεξιά στο σχέδιο 6.21. Αυτό σημαίνει ότι το ρεύμα σε αυτήν την pn-σύνδεση ρέει σε διαφορετική κατεύθυνση από αυτήν σε μια κανονική pn-σύνδεση;

Οι πραγματικές κινητήριες δυνάμεις κυρίως οι αντιστάσεις του ηλεκτροχημικού ενδεχομένου, είναι πανομοιότυπα με αυτά σε μια κανονική pn-σύνδεση. Η pn-σύνδεση εικονογραφημένη στο σχέδιο 6.21 ως εκ τούτου συμπεριφέρεται ακριβώς όπως μια κανονική pn σύνδεση και έχει το ίδιο ρεύμα-τάση χαρακτηριστικό, αν και το ηλεκτρικό πεδίο αντιτίθεται στο φορτίο ρεύματος. Γνωρίζουμε ότι η εκθετική εξάρτηση του ρεύματος στη τάση προκαλείτε από την εξάρτηση της ανασυνδυασμένης αναλογίας στη διαφορά μεταξύ τις ενέργειες Fermi και αυτό ως εκ τούτου είναι το ίδιο για την υποθετική pn

σύνδεση στο σχέδιο 6.21 όπως σε μια κανονική pn σύνδεση.

Αυτά τα ηλεκτρικά φορτία ρέουν αντίθετα στο ηλεκτρικό πεδίο, σε μια ενεργειακή πηγή, η οποία δεν είναι κάτι ασυνήθιστο. Το βρίσκουμε αυτό σε κάθε μπαταρία. Καθώς τα ηλεκτρόνια ρέουν από τον αρνητικό πόλο στο θετικό πόλο στο εξωτερικό κύκλωμα, η συνέχιση του ηλεκτρικού φορτίου χρειάζεται τα αρνητικά ιόντα μέσα στην μπαταρία να ρέουν από το θετικό πόλο στο αρνητικό πόλο. Το καταφέρνουν, διότι η αντίσταση της χημικής τάσης τους υπεραναπληρώνει την αντίσταση της ηλεκτρικής τάσης δίνοντας τους αντίσταση στο ηλεκτροχημικό δυναμικό στη σωστή κατεύθυνση, τη μοναδική τους κινητήρια δύναμη.

4 - Περιορισμοί της ενεργειακής μετατροπής σε ηλιακό κύτταρο

Σε συνδυασμό με την παραγωγή του χαρακτηριστικού του δυναμικού ρεύματος, έχουμε παραμελήσει την μείωση τάσης πάνω από την αντίσταση μεταφοράς ότι είναι ασήμαντα μικρό. Με αυτήν την προσέγγιση, η τάση V στις επαφές ενός επαρκούς ντοπαρισμένου ηλιακού κυττάρου δίνεται με τον αποχωρισμό των ενεργειών Fermi, $\epsilon_{FV} = \epsilon_{FC} - \epsilon_{FV}$. Επιπροσθέτως δεν σκεφτήκαμε φορείς ρεύματος μειονότητας που ρέουν στην αντίθετη κατεύθυνση, παρόλο τις μεγάλες αντιστάσεις των δικών τους ενεργειών Fermi, εξαιτίας της μικρής συμπεριφοράς των φορέων μειονότητας σε περιοχές οι οποίες λειτουργούν ως αδιαπέραστη μεμβράνη για την πλειοψηφία φορέων.

Με αυτήν την προσέγγιση όλα τα ηλεκτρόνια και οι οπές που παράγονται από το φωτισμό, τα οποία δεν ανασυνδυάζονται, συνεισφέρουν στο φορτίο ρεύματος. Για ομοιογενή διέγερση στο βραχυκύκλωμα, αυτός είναι ο ακριβής αριθμός ζευγαριού ηλεκτρονίου-οπών που παράγεται ανάμεσα στο μήκος διάχυσης. Αυτή η προσέγγιση δικαιολογείται ειδικά σε κατασκευές όπως στο Σχέδιο 6.5, στις οποίες οι διακοπές στις άκρες προτρέπουν την ροή των φορέων φορτίων μειονότητας στη λάθος πλευρά.

Μια ηλιακή κυτταρική κατασκευή η οποία αποτελείται από ένα απορροφητήρα με n και p τύπου μεμβράνες τροφοδοτεί ένα φορτίο ρεύματος σε τάση V με $\epsilon_{FV} = \epsilon_{FC} - \epsilon_{FV} - \mu_e + \mu_h$. Τροφοδοτεί ηλεκτρική ενέργεια ισότιμη με την χημική ενέργεια $\mu_e + \mu_h$ ανά ζεύγαρι ηλεκτρονίου-οπής. Αυτή η κατασκευή έχει την δυνατότητα να μετατρέψει την χημική ενέργεια που παράγεται από την φώτιση απορροφητήρα ημιαγωγού ολόκληρο σε ηλεκτρική ενέργεια.

4.1 Μέγιστη ελάρκεια του ηλεκτρικού κυττάρου

Το μέγιστο ενεργειακό ρεύμα που διανέμεται από ένα ηλιακό κύτταρο δίνεται από τη μεγαλύτερη ορθογώνια εγκατάσταση κάτω από το χαρακτηριστικό τάση- ρεύματος, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 4.1. Χαρακτηρίζει το "μέγιστο σημείο δύναμης" για την πυκνότητα φορτίου ρεύματος j_{mp} και την τάση V_{mp} . Για ένα δοσμένο χαρακτηριστικό τάση ρεύματος, είναι απαραίτητο να υπάρχει αλγόριθμος με προϋπόθεση να βρεθεί το μέγιστο **σημείο δύναμης**.

Ανεξάρτητα από την μορφή χαρακτηριστικών, η λειτουργική σχέση μεταξύ j_e και V , στην κατάσταση για μέγιστη απόδοση ισχύος.

$$d(j_e V) = dj_e V + j_e dV = 0,$$

and thus

$$\left(\frac{dj_e}{dV} \right)_{mp} = - \left(\frac{j_e}{V} \right)_{mp}.$$

Αυτή η σχέση εικονογραφείται γεωμετρικά στο Σχέδιο 7.1. Από αυτήν την κατασκευή το μέγιστο σημείο ισχύος συμβαίνει, όπου η εφαπτομένη στο χαρακτηριστικό κάνει την ίδια γωνία με την κάθετο γραμμή με την γραμμή που συνδέει την συντονισμένη προέλευση και το μέγιστο σημείο ισχύος.

Physics of Solar Cells: From Principles to New Concepts. Peter Würfel
Copyright ©2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim
ISBN: 3-527-40428-7

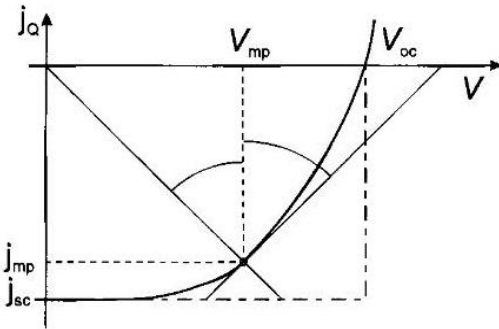


Figure 7.1: Geometrical construction of the maximum power point.

Για μια συγκεκριμένη του χαρακτηριστικού, κυρίως για ραδιενεργό ανασυνδυασμό, στην Eq.(6.27).

$$\frac{dj_Q}{dV} = j_s \frac{e}{kT} \exp\left(\frac{eV_{mp}}{kT}\right) = -\frac{j_{mp}}{V_{mp}} .$$

Με

$$j_{mp} = j_s \left\{ \exp\left(\frac{eV_{mp}}{kT}\right) - 1 \right\} + j_{sc}$$

Και

$$\frac{j_{sc}}{j_s} = 1 - \exp\left(\frac{eV_{oc}}{kT}\right)$$

Βρήκαμε από Eq.(7.2)

$$V_{mp} = \frac{kT}{e} \left\{ \exp\left(\frac{e(V_{oc} - V_{mp})}{kT}\right) - 1 \right\} .$$

Λύσεις αυτής της εξίσωσης και άρα το μέγιστο σημείο ισχύος, μπορούν να βρεθούν σε αριθμητικές τεχνικές. Με τον παράγοντα συμπλήρωσης

$$FF = \frac{j_{mp}V_{mp}}{j_{sc}V_{oc}}$$

προσδιορίζουμε ένα μέτρο για το πόσο καλά η μεγίστη ορθογώνια ισχύ ταιριάζει στο χαρακτηριστικό. Για μόνο ραδιενεργό συνδυασμό $j_{sc} V_{oc}$ αντιπροσωπεύει το ρεύμα χημικής ενέργειας που εκπέμπεται από τα φωτόνια στην κατάσταση ανοιχτού κυκλώματος, στην οποία όλα τα ηλεκτρόνια και οι τρύπες πρέπει να ανασυνδυαστούν.

Μια κατά προσέγγιση αξία για τον παράγοντα συμπλήρωσης μπορεί να αποκτηθεί από Eq.(7.3). Αυτό μας δίνει

$$V_{mp} = V_{oc} - \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{eV_{mp}}{kT} \right) \approx V_{oc} - \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{eV_{oc}}{kT} \right) .$$

Καθώς ο λογάριθμος εξαρτάται αμυδρά στο επιχείρημα του, έχουμε αντικαταστήσει V_{oc} για V_{mp} σε λογάριθμο. Με αυτό το αποτέλεσμα V_{mp} εξάγουμε το ρεύμα j_{mp} στο μέγιστο σημείο ισχύος από το χαρακτηριστικό ένα κατά προσέγγιση παράγοντα συμπλήρωσης

$$FF = \frac{eV_{oc}/kT - \ln(1 + eV_{oc}/kT)}{1 + eV_{oc}/kT} . \quad (7.5)$$

Αξίες του παράγοντα συμπλήρωσης είναι μεταξύ 0.8 κ 0.9.

Μέγιστο ρεύμα βραχυκυκλώματος

Ένα μεγάλο ρεύμα βραχυκυκλώματος χρειάζεται ένα ηλιακό κύτταρο όσο το δυνατόν πυκνό να μεγιστοποιήσει την απορροφητικότητά του. Με αντί αντανάκλαστικές επενδύσεις, μπορούμε θεωρητικά να μειώσουμε την αντανάκλαση σε $r = 0$. Για ένα κύτταρο με μεγάλη πυκνότητα και την ίδια στιγμή με μεγάλο μήκος διάχυσης, η απορροφητικότητα πάνω από το μήκος διάχυσης δίνεται από $a(\hbar\omega \geq \epsilon_G) \approx 1$. Το ρεύμα βραχυκυκλώματος που παράγεται από το ρεύμα απορρόφησης φωτονίου είναι

$$j_{sc} = -e \int_0^\infty a(\hbar\omega) dj_{\gamma, \text{sun}}(\hbar\omega) = -e \int_{\epsilon_G}^\infty dj_{\gamma, \text{sun}}(\hbar\omega) . \quad (7.6)$$

Μέγιστη τάση βραχυκυκλώματος

Η τάση του βραχυκυκλώματος V_{oc} ορίζει τον διαχωρισμό $\epsilon_{Fc} - \epsilon_{Fv}$ των ενεργειών Fermi στο οποίο ο ανασυνδυασμός είναι σε ισορροπία με το ηλεκτρόνιο-τρύπα παράγωγη διαμέσου ολόκληρου του κυττάρου. Εξαιτίας της εκθετικής μείωσης της πυκνότητας του ρεύματος του φωτονίου μέσα στον ημιαγωγό η αναλογία της παράγωγης (ανά όγκο) είναι μεγαλύτερη στην επιφάνεια. Τα ηλεκτρόνια και οι οπές που παράγονται κατανέμονται με διάχυση λίγο πολύ ομοιόμορφα πάνω από την πυκνότητα, εξαρτάται από το μήκος διάχυσης. Η αναλογία ανασυνδυασμού τότε είναι παντού ισότιμη στο μέσο όρο αναλογία παραγωγής. Όταν η πυκνότητα του ηλιακού κυττάρου μειώνεται και ο επιφανειακός ανασυνδυασμός αποτρέπεται, η αναλογία ανασυνδυασμού (ανά όγκο) και με αυτό $\epsilon_{Fc} - \epsilon_{Fv}$ πρέπει να αυξηθεί, διότι ο μέσος όρος αναλογία παραγωγής αυξάνεται με την μείωση της πυκνότητας του κυττάρου. Η τάση του βραχυκυκλώματος φτάνει στο μέγιστο όταν η πυκνότητα του κυττάρου είναι στο μηδέν. Η τάση του βραχυκυκλώματος αυξάνεται ελάχιστα, ωστόσο με την μείωση πυκνότητας και αυτό σε καμία περίπτωση δεν αποζημιώνει για την απώλεια τάσης του βραχυκυκλώματος. Σε κάθε περίπτωση, ένα κύτταρο δεν θα πρέπει να γίνεται περιττά πυκνό, όχι μόνο για να κερδίσουμε σε υλικό. Η

μέγιστη πυκνότητα επιτυγχάνεται, όταν μια περαιτέρω αύξηση σε πυκνότητα προκαλεί τόσο επιπρόσθετο ανασυνδυασμό στη μέγιστη ισχύ καθώς παρέχει επιπρόσθετη παραγωγή από περισσότερη απορρόφηση φωτονίων.

Η τάση επιτυγχάνεται αν υπάρχει ραδιενεργός ανασυνδυασμός, και τότε, εκπληκτικά, η πυκνότητα των πυκνών ηλιακών κυττάρων δεν παίζει κανένα ρόλο πια. Είναι αλήθεια ότι η συνολική αναλογία ανασυνδυασμού αυξάνεται σε σχέση με τον όγκο. Σε πυκνά κύτταρα, ωστόσο, ένα μεγάλο μέρος των φωτονίων που παράγεται από τον ανασυνδυασμό δεν φτάνει στην επιφάνεια και απορροφάται ξανά, παράγοντας και πάλι ζευγάρια ηλεκτρόνιο-οπής. Η αποτελεσματική αναλογία ανασυνδυασμού ενσωματωμένη σε όλο το κύτταρο είναι ισότιμη με το ρεύμα φωτονίου $\mu = 1 - r$ που απελευθερώνεται διαμέσου της επιφάνειας, το οποίο φτάνει σε τιμή κορεσμού σε πυκνά κύτταρα, όταν η απορροφητικότητα φτάνει στη μέγιστη τιμή $J_{\gamma, \text{emit}}$ δεν εξαρτάται πια απ' την πυκνότητα.

Αν τα μήκη διάχυσης είναι μεγάλα σε σύγκριση με την πυκνότητα, τα ηλεκτρόνια και οι οπές διανέμονται ομοιόμορφα στον όγκο του κυττάρου. Για μια τέτοια ομοιογενή κατανομή, έχουμε στην κατά προσέγγιση στην γενικευμένη Planck εξίσωση

$$j_{\gamma, \text{emit}} = \int_0^{\infty} a(\hbar\omega) dj_{\gamma}^0(\hbar\omega) \exp\left(\frac{\epsilon_{\text{FC}} - \epsilon_{\text{FV}}}{kT}\right). \quad (7.7)$$

Για το μέγιστο ρεύμα βραχυκυκλώματος, $a(\hbar\omega \geq \epsilon_G) = 1$ και αντικαθιστώντας $\epsilon_{\text{FC}} - \epsilon_{\text{FV}}$ by eV , η συνολική αναλογία ραδιενεργού ανασυνδυασμού είναι

$$j_{\gamma, \text{emit}} = \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \int_{\epsilon_G}^{\infty} dj_{\gamma}^0(\hbar\omega), \quad (7.8)$$

ανεξάρτητη από την πυκνότητα.

Προσδιορίζοντας το φορτίο ρεύματος από την p-περιοχή στην n-περιοχή (προς τα αριστερά στο Σχέδιο 6.5) ως θετικό, το φορτίο ρεύματος που παραδόθηκε από το ηλιακό κύτταρο είναι

$$j_Q = e j_{\gamma, \text{emit}}(V) - e j_{\gamma, \text{abs}} \quad (7.9)$$

ή

$$j_Q = e \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \int_{\epsilon_G}^{\infty} dj_{\gamma}^0(\hbar\omega) - \int_{\epsilon_G}^{\infty} dj_{\gamma, \text{sun}}(\hbar\omega). \quad (7.10)$$

Αφότου το φάσμα του 300K ραδιενεργού βάθους $dj_{\gamma}^0(\hbar\omega)$ και του ήλιου $dj_{\gamma, \text{sun}}(\hbar\omega)$ (έξω από την ατμόσφαιρα AMO και πάνω στην επιφάνεια της γης AM 1.5) είναι γνωστά, το μέγιστο φορτίο ρεύματος $(j_Q V)_{\text{max}} = j_{\text{mp}} V_{\text{mp}}$ μπορεί να προσδιοριστεί από Eq. (7.10) και, από αυτό, η αποδοτικότητα

$$\eta = \frac{j_{mp} V_{mp}}{\int_0^{\infty} \hbar\omega dj_{\gamma, \text{sun}}(\hbar\omega)} . \quad (7.11)$$

4.2 Αποδοτικότητα ηλιακών κυττάρων ως λειτουργία του ενεργειακού τους κενό

Το ρεύμα βραχυκυκλώματος του ηλιακού κυττάρου εξαρτάται από το απορροφημένο ρεύμα φωτονίου. Είναι το μέγιστο για ένα ημιαγωγό με ενεργειακό κενό $\epsilon_G = 0$ και μειώνεται με αυξανόμενο ϵ_G . Η τάση του βραχυκυκλώματος V_{oc} είναι, ωστόσο, μηδέν για $\epsilon_G = 0$ και αυξάνεται με αυξανόμενο ενεργειακό κενό. Η αποδοτικότητα είναι ως εκ τούτο μηδέν στο $\epsilon_G = 0$ και στο $\epsilon_G \rightarrow \infty$. Κάπου ενδιάμεσα είναι το μέγιστο του. Από Eq.(7.10) και Eq.(7.11) μπορούμε να υπολογίσουμε την αποδοτικότητα ως λειτουργία του ενεργειακού κενού ϵ_G όταν μόνο ο ραδιενεργός ανασυνδυασμός λαμβάνει μέρος για την περίπτωση του πυκνού κυττάρου, στο οποίο

$$a(\hbar\omega < \epsilon_G) = 0 \text{ and } a(\hbar\omega \geq \epsilon_G) = 1.$$

Το Σχέδιο 7.2 δίνει το αποτέλεσμα για την διάχυση *AM0* έξω από την ατμόσφαιρα. και Σχέδιο 7.3 για την διάχυση *AM 1.5* στην επιφάνεια της γης. Βρίσκουμε ένα ευρύ μέγιστο, το οποίο υποδεικνύει ότι οι ημιαγωγοί με ενεργειακό κενό ϵ_G μεταξύ 1 eV και 1.5 eV είναι κατάλληλα για

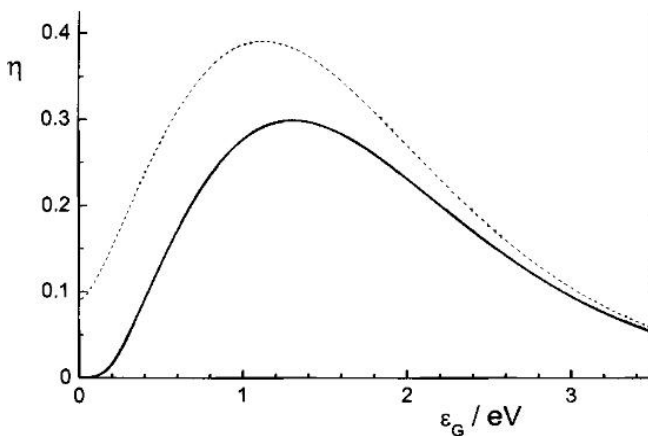


Figure 7.2: Efficiency of solar cells with radiative recombination only as a function of their energy gap for the *AM0* spectrum, non-concentrated (solid line) and for full concentration (dashed line).

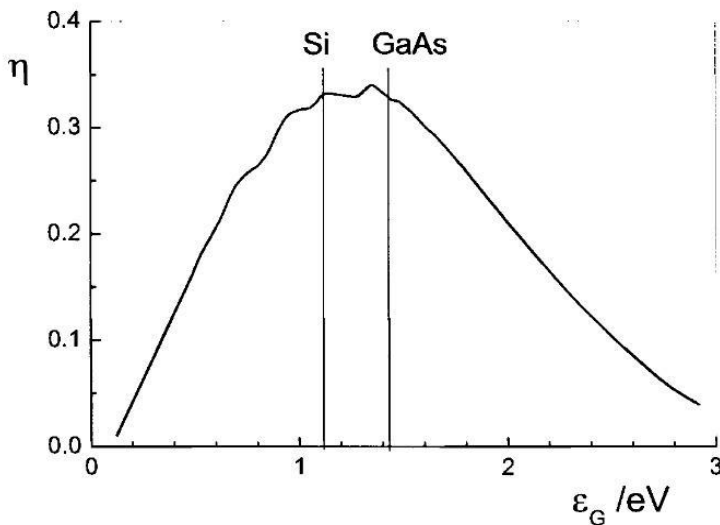


Figure 7.3: Efficiency of solar cells with radiative recombination only as a function of the energy gap for the AM1.5 spectrum.

ηλιακό κύτταρο. Για την διάχυση AM 1.5 οι μέγιστες αποδοτικότητες είναι μεγαλύτερες από ότι για διάχυση AMO, διότι η απορρόφηση στην ατμόσφαιρα κυρίως εξαλείφει φωτόνια με $\hbar\omega < 1\text{ eV}$ το οποίο δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί από ηλιακό κύτταρο με βέλτιστα μήκη κύματος. Πυρίτιο και γάλλιο(που ανήκει στις αρσενίδες) είναι κατάλληλα για διάχυση AM 1.5.

4.3 Το βέλτιστο ηλιακό κύτταρο πυριτίου

Το πυρίτιο έχει πολλά πλεονεκτήματα. Είναι το δεύτερο πιο άφθονο στοιχείο στο φλοιό της γης και είναι διαθέσιμο πρακτικά σε απεριόριστα ποσά. Το πυρίτιο είναι μη τοξικό. Σε έκθεση στον αέρα, το πυρίτιο σχηματίζει ένα επιφανειακό στρώμα οξειδίου το οποίο το προστατεύει ολόκληρο και προτρέπει περαιτέρω διάβρωση. Η διασύνδεση μεταξύ Si και SiO₂ όταν μεγαλώνει κάτω από καθαρές συνθήκες δωματίου έχει πολύ μικρή πυκνότητα από επιφανειακές καταστάσεις, με μια πολύ χαμηλή ταχύτητα επιφανειακού ανασυνδυασμού.

Με $\epsilon_G = 1.12\text{ eV}$ το πυρίτιο έχει ευνοϊκό ενεργειακό κενό για την μετατροπή ηλιακής ενέργειας. Εκτός απ' όλα αυτά τα πλεονεκτήματα, το πυρίτιο με την έμμεση οπτική μετάβαση έχει το σοβαρό πλεονέκτημα αδύναμης απορρόφησης. Συνεπώς, το πυρίτιο πρέπει να είναι πιο πυκνό από ένα ημιαγωγό με άμεσες μεταβάσεις. Επιπλέον, εξαιτίας της αδυναμίας η παραγωγή των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπή διανέμεται πάνω από μεγάλο βάθος διείσδυσης $1/\alpha$ των φωτονίων και τουλάχιστον ένα είδος μεταφορέα πρέπει να κάνει διάχυση πάνω από μεγάλη απόσταση με προϋπόθεση να φτάσει στην επαφή. Αυτό υπονοεί ότι αυτός ο τύπος μεταφορέας θα πρέπει να έχει ένα μεγάλο μήκος διάχυσης και διάρκεια ζωής. Ως αποτέλεσμα της φτωχής απορρόφησης, όχι μόνο χρειάζεται περισσότερο πυρίτιο, αλλά το πυρίτιο θα πρέπει επίσης να έχει υψηλότερη καθαριότητα από ότι εάν οι οπτικές μεταβάσεις ήταν απευθείας.

Στην συνηθισμένη δομή ενός ηλιακού κυττάρου, οι επαφές εφαρμόζονται σε αντίθετες επιφάνειες. Για την φωτισμένη επιφάνεια, μια μη διάφανη επαφή είναι πρόβλημα.

Μεταλλικές επαφές είναι ως εκ τούτου τοποθετημένα σε στενές λωρίδες, σε δομές σαν χτένες αφήνοντας την επιφάνεια ακάλυπτη.

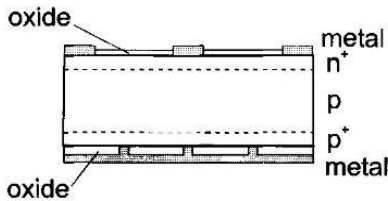


Figure 7.4: Cross-section of a silicon pn solar cell.

Η φόρτιση πρέπει να ρέει στο στρώμα της επιφάνειας προς την λωρίδα επαφής παράλληλα στην επιφάνεια. Ένα υψηλό επίπεδο ντοπαρίσματος χρειάζεται σε αυτό το στρώμα να αποφύγει μια ανυπόφορη σειρά αντιστάσεων. Γειτονικά στην λεπτή μεμβράνη είναι μια αδύναμη περιοχή απορρόφησης πάνω από το μεγαλύτερο μέρος της πυκνότητας του ηλιακού κυττάρου. Καθώς τα ηλεκτρόνια έχουν μεγαλύτερη απορροφητικότητα από τις οπές και άρα μεγαλύτερο μήκος διάχυσης για μια διάρκεια ζωής, διαλέγονται για να είναι φορείς μειονότητας. Η μεγάλη μεσαία περιοχή του κυττάρου είναι ως εκ τούτου p-ντοπαρισμένο και η επιφάνεια n-ντοπαρισμένη, με τον ορισμό n^+ , να λειτουργήσει ως μεμβράνη ηλεκτρονίου. Με προϋπόθεση να μειωθεί η απώλεια ηλεκτρονίων από επιφανειακό ανασυνδυασμό στην πίσω επαφή, δυνατό p-ντοπαρίσμα χρησιμοποιείτε μπροστά από την πίσω επαφή να διασφαλίσει μια οπή μεμβράνης. Η μείωση του ανασυνδυασμού στην πίσω επαφή κοινός κατανέμεται στην ονομαστή πίσω επιφανειακό πεδίο" προερχόμενο από την αρνητική φόρτιση του P^+ ντοπαρισμένη περιοχή, το οποίο πιστεύεται να απωθεί τα ηλεκτρόνια. Αυτή η απέχθεια, ωστόσο, δεν είναι αναγνωρίσιμη στη συνολική δύναμη ($grad\eta_e$) και είναι η μικρότερη πιθανότητα ανασυνδυασμού εξαιτίας της μειωμένης συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων στη p^+ -layer.

Εξαιτίας της υψηλής αγωγιμότητας του πίσω P^+ -layer μια μεταλλική επαφή δεν χρειάζεται σε ολόκληρη την πίσω επιφάνεια. Οι περιοχές από τις μπροστά και πίσω επιφάνειες χωρίς μεταλλική επαφή είναι καλυμμένες με στρώμα παθητικοποίησης, διοξείδιο του πυριτίου και νιτρίδιο του πυριτίου, με προϋπόθεση να μειώσει το βαθμό του επιφανειακού ανασυνδυασμού. Στην πίσω επιφάνεια, το στρώμα οξειδίου είναι καλυμμένο με στρώμα μεταλλικού καθρέφτη το οποίο αντανακλά τα φωτόνια που δεν έχουν ακόμα απορροφηθεί και άρα ενισχύει την απορρόφηση στο κύτταρο. Το στρώμα οξειδίου στην μπροστινή πλευρά είναι σε μορφή $\lambda/4$ να μειώσει αντανάκλαση στην εμβέλεια μήκους κύματος στο λ στο υπέρυθρο και κόκκινο κομμάτι του φάσματος, όπου το απορροφητικό ρεύμα φωτονίου είναι στο μέγιστο. Αντανάκλαση στο μπλε είναι λιγότερο μειωμένο το οποίο δίνει στα πυριτικά ηλιακά κύτταρα την χαρακτηριστική τους εμφάνιση.

Το Σχέδιο 7.4 εικονογραφεί μια διατομή διαμέσου αυτής της δομής. Το χαρακτηριστικό φορτίο ρεύματος στο σχέδιο 7.5 υπολογίστηκε για το AM 1.5 φάσμα, υποθέτοντας ότι η μπροστινή μεριά είναι μη-αντανάκλαστική και μόνο το μη αναπόφευκτο ραδιενεργό ανασυνδυασμό και Auger ανασυνδυασμό που ανταποκρίνεται στα αναγκαία επίπεδα ντοπαρίσματος λαμβάνονται υπόψη, αλλά όχι ο επιφανειακός ανασυνδυασμός. Αυτό το κύτταρο έχει αποδοτικότητα στο 25%.

4.3.1 Παγίδευση φωτός

Η απορρόφηση ενός σώματος αυξάνεται καθώς μειώνεται η αντανακλαστικότητα και η οδός των φωτονίων μέσα στο σώμα γίνεται πιο μακρύ. Αυτή η κοινοτοπία μας επιτρέπει να σκεφτούμε ένα άλλο τρόπο να βελτιώσουμε την απορρόφηση από ότι με το αντί-αντανακλαστικό τρόπο και την μεγάλη πυκνότητα. Η αντανακλαστικότητα ενός σώματος μειώνεται όταν τα αντανακλαστικά φωτόνια εκτρέπονται με τέτοιο τρόπο ώστε να προσκρούουν στο σώμα δεύτερη φορά. Η δομή σχήματος πυραμίδας στο Σχέδιο 7.6 το κάνει αυτό δυνατό.

7.3 The optimal silicon solar cell

143

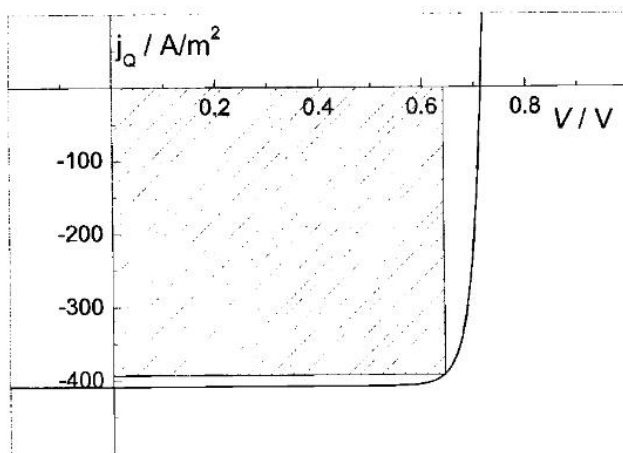


Figure 7.5: Charge current j_Q as a function of the voltage V for a Si solar cell with a thickness of $400\mu\text{m}$ illuminated by the AM1.5 spectrum. The maximum power given by the rectangle corresponds to an efficiency of 25%.

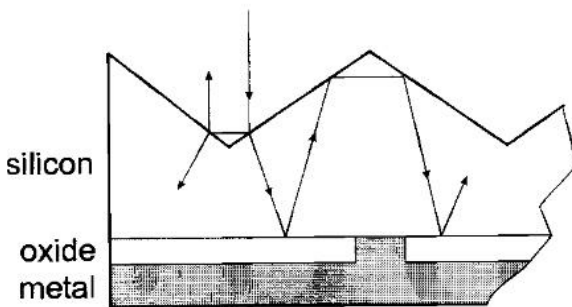


Figure 7.6: Surface texture for reducing reflection and increasing the length of the light path.

Για το φως που αντανακλάται δίπλα, η συνολική αντανακλαστικότητα δίνεται

$$r_{\text{total}} = r_{\text{in}}^2$$

Μία επιφάνεια με 10% αντανάκλαση ως επίπεδη επιφάνεια αντανακλά μόνο με 1% μέσα σε δομή, όπου κάθε αντανακλαστικό φωτόνιο χτυπά στην επιφάνεια για δεύτερη φορά.

Επιπρόσθετα, ως αποτέλεσμα της δομημένης επιφάνειας, μαζί με την αντανακλαστική πίσω επιφάνεια, η φωτεινή οδός σε ένα ηλιακό κύτταρο αυξάνεται σημαντικά σε σύγκριση με την κανονική επίπτωση σε μια επίπεδη επιφάνεια. Τα φωτόνια που εισέρχονται στο κύτταρο αντανακλώνται σε μια πλάγια κατεύθυνση εξαιτίας της διάθλασης της δομημένης

επιφάνειας. Και ακόμα πιο σημαντικά, μετά από την αντανάκλαση στην πίσω επιφάνεια, υπάρχει μια υψηλή πιθανότητα από την πρόσκρουση τους στην επιφάνεια από το εσωτερικό του κυττάρου σε τέτοια γωνία όπου βιώνουν ολική εσωτερική αντανάκλαση.

Στην κρίσιμη γωνία για ολική εσωτερική αντανάκλαση

$$\sin \alpha_T = \frac{1}{n_{Si}} .$$

Αφότου ο δείκτης της διάθλασης για το πυρίτιο με $n_{Si} = 3.5$ και για τα περισσότερα άλλα υλικά ηλιακών κυττάρων είναι πολύ μεγάλη, μόνο τα φωτόνια τα οποία χτυπούν την επιφάνεια με γωνία λιγότερη από $\alpha_T = 16.6^\circ$

στην τοπική επιφάνεια συνήθως δεν αντανάκλωνται. Τα περισσότερα φωτόνια ως εκ τούτο παγιδεύονται ,και αν δεν απορροφηθούν, αφήνουν το ηλιακό κύτταρο μόνο μετά από πολλαπλές αντανάκλασεις όταν συμβαίνει να χτυπούν την επιφάνεια με γωνία λιγότερη από 16.6° .Μπορούμε εύκολα να εκτιμήσουμε το πόσο μακρύτερα θα είναι η σκληρή φωτεινή οδός, εάν υποθέσουμε ότι το πέρασμα διαμέσου της δομημένης επιφάνειας, μαζί με την αντανάκλασή της πίσω επιφάνειας, οδηγεί σε μια ισοτροπική διανομή των αδυνάμων απορροφημένων φωτονίων σε ένα ηλιακό κύτταρο. Τα φωτόνια τα οποία εκπέμπονται διαμέσου της επιφάνειας έχουν την ίδια γωνιακή διανομή με την οποία μαύρο σώμα Lambertian επιφάνεια εκπέμπει φωτόνια. Για αυτήν την γωνιακή διανομή, τα φωτόνια που φεύγουν από την μπροστινή επιφάνεια καλύπτουν μια αποτελεσματική στέρα γωνία του π έξω από το ηλιακό κύτταρο (για τον υποτιθέμενο μεγάλο δείκτη της διάθλασης) όπως περιγράφεται στην ενότητα 2.1.4.Η ισοτροπική διανομή γεμίζει εσωτερικά την στέρα γωνία 4π στο οποίο η πυκνότητα ρεύματος του φωτονίου αν κάθε στέρα γωνία $j_{\gamma,\Omega}$ είναι μεγαλύτερο από τον παράγοντα n^2 από ότι έξω από το ηλιακό κύτταρο.

Για ένα Si κύτταρο πυκνότητας L με επιφάνεια A η απορρόφηση προσδιορίζεται με

$$a(\hbar\omega) = \frac{I_{E,abs}(\hbar\omega)}{I_{E,inc}(\hbar\omega)} = \frac{I_{\gamma,abs}(\hbar\omega)}{I_{\gamma,inc}(\hbar\omega)} .$$

Το ρεύμα του απορροφημένου φωτονίου $I_{\gamma,abs}$ βρίσκεται από την ισορροπία των ρευμάτων των φωτονίων. Τα συνεπαγόμενα φωτόνια μπορεί είτε να αντανάκλασθούν, είτε να απορροφηθούν ή να διασκορπιστούν και να ανακατευθυνθούν για να αναδυθούν πίσω διαμέσου της επιφάνειας. Αυτό υποθέτει ότι όλα τα φωτόνια αντανάκλωνται από την πίσω επιφάνεια. Σε αυτήν την ισορροπία, παραμελούμε την ανάδυση των φωτονίων μέσα στον απορροφητήρα.

$$(1 - r)I_{\gamma,inc} = I_{\gamma,em} + I_{\gamma,abs} .$$

Για την υποτιθέμενη ισοτροπική και ομογενοποιημένη διανομή των φωτονίων με την πυκνότητα ρεύματος φωτονίου $j_{\gamma,\Omega}$ ανά κάθε στέρας γωνίας, το ρεύμα φωτονίου που απορροφάται στον όγκο $V=AL$ είναι

$$I_{\gamma,abs} = 4\pi\alpha V j_{\gamma,\Omega}$$

Το ρεύμα φωτονίου που φεύγει από την επιφάνεια είναι

$$I_{\gamma,em} = A (1 - r) \frac{\pi}{n^2} j_{\gamma,\Omega} .$$

Η απορροφητικότητα της τέλει παγίδευσης είναι ως εκ τούτο

$$\begin{aligned} a_{\text{trap}} &= \frac{I_{\gamma,abs}}{I_{\gamma,inc}} = (1 - r) \frac{I_{\gamma,abs}}{I_{\gamma,em} - I_{\gamma,abs}} \\ a_{\text{trap}} &= (1 - r) \frac{4\pi\alpha L}{(1 - r)\pi/n^2 + 4\pi\alpha L} \\ a_{\text{trap}} &= \frac{1 - r}{(1 - r)/(4n^2\alpha L) + 1} . \end{aligned} \quad (7.12)$$

Για μικρές αξίες της απορρόφησης ο συντελεστής απορροφητικότητας $a_{\text{trap}} = 4n^2\alpha L$. Για αντανakλαστικότητα r η οποία δεν είναι μεγάλη, είναι εκπληκτικό ότι η απορροφητικότητα δεν εξαρτάται από την αντανakλαστικότητα. Για πυρίτιο a_{trap} είναι παράγοντας του $4n_{\text{Si}}^2 \approx 50$ μεγαλύτερο από την απορροφητικότητα χωρίς παγίδευση φωτός. Σχετικό σε ένα μοναδικό πέρασμα κατά μήκος του κανονικού στην επιφάνεια, η σκληρή οδός του φωτός επαυξάνεται από αυτόν τον παράγοντα του $4n_{\text{Si}}^2 \approx 50$.

7.3 The optimal silicon solar cell

145

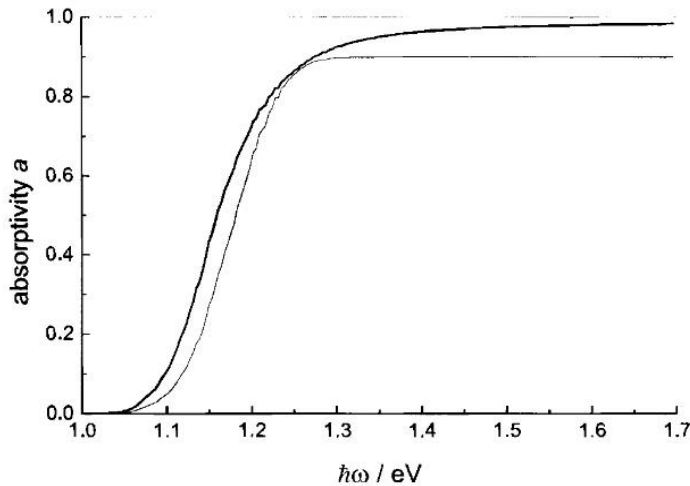


Figure 7.7: Absorptivity a as a function of the photon energy $\hbar\omega$ for $20\mu\text{m}$ thick silicon with light trapping (heavy line) and for $400\mu\text{m}$ thick silicon without light trapping (thin line), assuming a reflectivity of $r = 0.1$ in both cases.

Παρόλο που η παραπάνω παραγωγή είναι βασισμένη στην ομογενοποιημένη διανομή των φωτονίων, η οποία είναι μια καλή προσέγγιση μόνο όταν $\alpha \ll 1/L$. Eq (7.12) είναι επίσης έγκυρο σε υψηλό βαθμό ακριβείας για μεγαλύτερες αξίες του α αφού η αξία κορεσμού $a_{\text{trap}} = 1 - r$ έχει ήδη γίνει για $\alpha < 1/L$ και δεν μπορεί να αυξηθεί περαιτέρω, ακόμα και για μεγαλύτερες αξίες του α .

Το σχέδιο 7.7 δείχνει ότι, με την παγίδευση φωτός, οι υψηλές απορροφητικές αξίες μπορεί να αποκτηθούν ακόμα και για λεπτά στρώματα πυριτίου παρόλο τον μικρό απορροφητικό συντελεστή του πυριτίου.

Η ενίσχυση της απορροφητικότητας από την παγίδευση φωτός μπορεί να φτάσει ακόμα μεγαλύτερες αξίες. Στην παραπάνω παραγωγή έχουμε υποθέσει ότι τα φωτόνια που φεύγουν από την επιφάνεια εκπέμπονται σε ολόκληρο το ημισφαίριο σε μια

αποτελεσματική στέρεα γωνία π ως αποτέλεσμα της συμπεριφοράς Lambertian της διασκορπισμένης επιφάνειας. Εξαιτίας της αναστρεψιμότητας των οδών φωτός, η συνεπαγόμενη ραδιενέργεια ολόκληρου του ημισφαιρίου είναι ικανό να εισέλθει στο κύτταρο την ίδια στιγμή διαμέσου της επιφάνειας. Για αυτόν τον τύπο παγίδευσης φωτός, το ηλιακό κύτταρο δεν χρειάζεται να εντοπίσει την θέση ηλίου.

Σύμφωνα με την συζήτηση στο τμήμα 2.1.1, η μέγιστη συγκέντρωση της ηλιακής ενέργειας εξασφαλίζεται όταν τα φωτόνια εκπέμπονται από την επιφάνεια ενός απορροφητήρα δεν εκπέμπονται σε ολόκληρη την επιφάνεια, αλλά μόνο προς το φως. Θεωρητικά, είναι κατανοητό ότι, με μία κατάλληλη σύσταση επιφάνειας, μια φωτονική κρυσταλλική σύσταση, τα φωτόνια που φεύγουν διαμέσου της επιφάνειας θα κατευθυνθούν προς τον ήλιο. Οι πυκνότητες των φωτονίων στον ημιαγωγό στο οποίο δεν απορροφώνται ή μόνο οι ασθενές απορροφώνται, τότε αυξάνεται σε μία άξια η οποία είναι μεγαλύτερη από τον παράγοντα n^2 από την πυκνότητα φωτονίου στην επιφάνεια του ηλίου. Μια τέτοια δομή, ωστόσο, δεν θα αλλάξει την συνεπαγόμενη πυκνότητα ρεύματος φωτονίου. Είναι μια δομή για ελάχιστη ανάδυσση παρά για μέγιστη συγκέντρωση. Ένα ηλιακό κύτταρο το οποίο μόνο ανταλλάσει ενέργεια με τον ήλιο θα πρέπει να εντοπίσει την θέση του ηλίου. Αν κάνουμε αυτή την προσπάθεια, αυτή η απορροφητικότητα για τα απορροφημένα φωτόνια με $\hbar\omega > \epsilon_G$ θα αυξηθούν πολύ πιο απότομα από ότι φαίνεται στο Σχέδιο 7.7, και ηλιακά κύτταρα πυριτίου θα μπορούσαν να είναι λεπτότερα. Για ραδιενεργή επανασύνδεση μόνο, μια μεγαλύτερη τάση θα προκύψει ενώ το απορροφημένο ρεύμα φωτονίου, και μαζί με αυτό το φορτίο ρεύματος του ηλιακού κυττάρου, θα βελτιωθεί ελάχιστα.

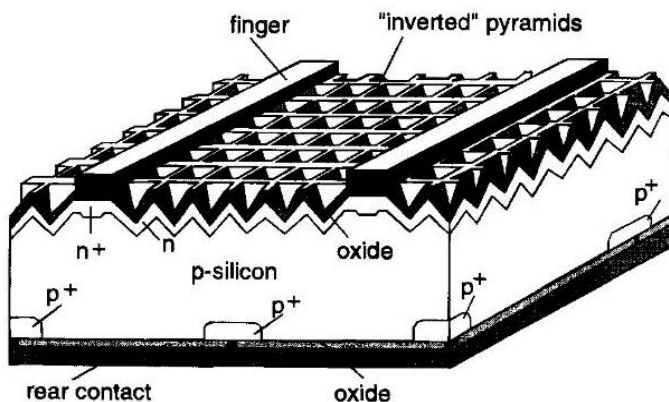


Figure 7.8: Structure of the best silicon solar cell manufactured to date with an efficiency of 24.4%, developed by M.Green's group.

Με την τεχνική παγίδευση φωτός, πολύ λεπτά ηλιακά κύτταρα μπορεί να πραγματοποιηθούν με κρυσταλλικό πυρίτιο παρόλο το χαμηλό απορροφητικό συντελεστή. Ωστόσο, πρέπει να σκεφτούμε ότι η υπολογιζόμενη αύξηση στη σκληρή φωτεινή οδό είναι βασισμένο στην ασυνάρτητη διασκόρπιση των φωτονίων, βασισμένο μόνο όταν οι διαστάσεις της επιφανειακής σύστασης και την πυκνότητα του κυττάρου συγκρίνονται αρκετά με το μήκος κύματος. Για μικρότερες συστάσεις, η συνοχή και το φαινόμενο παρέμβασης πρέπει να ληφθεί υπόψη. Στο Σχέδιο 7.7 βλέπουμε ότι 20μm πυκνή μεμβράνη πυριτίου με παγίδευση φωτός έχει μεγαλύτερη απορροφητικότητα από ότι ένα 400μm πυκνό **wafer** χωρίς παγίδευση φωτός. Μια μεγαλύτερη απορροφητικότητα συντελεί σε

μεγαλύτερο ρεύμα βραχυκυκλώματος. Επιπρόσθετα, η τάση ανοιχτού κυκλώματος είναι μεγαλύτερη για λεπτό κύτταρο, διότι ο ακάθαρτος ανασυνδυασμός και ο Auger ανασυνδυασμός έχει μικρότερη πιθανότητα σε μικρό όγκο. Η πιθανότητα για ραδιενεργό ανασυνδυασμό, ωστόσο, αυξάνεται σε σύγκριση με τις άλλες διαδικασίες ανασυνδυασμού, αφού εξαρτάται μόνο στην απορροφητικότητα. Μειώνοντας την πυκνότητα ενώ διατηρείτε μια υψηλής απορροφητικότητα κάνει το ηλιακό κύτταρο πιο ιδανικό.

Η υψηλή απορροφητική, λεπτή μεμβράνη ηλιακού κυττάρου πυριτίου θα είναι μεγάλο κατόρθωμα εξαιτίας των ευνοϊκών ιδιοτήτων του πυριτίου για το περιβάλλον και την χημική του σταθερότητα. Ένα πρόβλημα για μελλοντική εξέλιξη είναι ότι οι λεπτές μεμβράνες πυριτίου χρειάζονται ένα υπόστρωμα για στήριξη. Το μοναδικό γνωστό υπόστρωμα στο οποίο μόνο κρυστάλλινες μεμβράνες πυριτίου μπορεί να μεγαλώσουν είναι, ωστόσο, το κρυστάλλινο πυρίτιο. Παρόλο που μόνο η κρυστάλλινη δομή του υποστρώματος χρειάζεται και δεν χρειάζεται η καθαρότητα για ένα ηλιακό κύτταρο, ακόμα είναι ένα ακριβό υπόστρωμα. Πρόσφατα, πολύ-κρυστάλλινες μεμβράνες πυριτίου μεγαλώνουν σε μια ποικιλία από υποστρώματα συμπεριλαμβάνοντας γυαλί, μια πολύ υποσχόμενη εξέλιξη.

Η παγίδευση φωτός από επιφανειακές συστάσεις βελτιώνει επίσης τις ιδιότητες των πυκνών κυττάρων με το να μειώνει την αντανάκλαση και να ισχύει την απορρόφηση των φωτονίων με $\hbar\omega \approx E_G$. Το καλύτερο ηλιακό κυτταρικό πυρίτιο για την μη συγκεντρωμένη AM1.5 διάχυση είναι φτιαγμένη από πολύ αγνό πυρίτιο και έχει όλες τις ιδιότητες που αναφέρονται παραπάνω για ένα βέλτιστο Si ηλιακό κύτταρο. Η αποτελεσματικότητά του είναι 24.4%. στο Σχέδιο 7.8 εικονογραφεί την σύσταση.

147

4.4 Λεπτή μεμβράνη ηλιακών κυττάρων

Το πυρίτιο έχει πολλά πλεονεκτήματα για ηλιακά κύτταρα όπου άλλα υλικά μπορεί να ανταγωνιστούν μόνο όταν δεν μπορούν να μοιραστούν το πλεονέκτημά του, η φτωχή απορρόφηση του φωτός. Σε υλικά που ανταγωνίζονται το πυρίτιο, οι μεταβάσεις μεταξύ ζώνης διάχυσης και αγωγιμότητας πρέπει να είναι άμεσες. Ο συντελεστής απορρόφησης τότε έχει μεγάλη αξία. Για την απορρόφηση αυτού του τμήματος της ηλιακής διάχυσης η οποία μπορεί να απορροφηθεί, μια πυκνότητα μερικών μm είναι επαρκή για λεπτές μεμβράνες ηλιακά κύτταρα. Για τον ίδιο αριθμό κέντρων ανασυνδυασμού όπως σε ένα πυκνό κύτταρο πυριτίου, μια υψηλή ακάθαρτη συγκέντρωση και την παρουσία **grain** συνόρων μπορεί να γίνει ανεκτή. Εξαιτίας των μικρότερων αποστάσεων στις μεμβράνες στις επιφάνειες, τα μήκη διάχυσης μπορεί επίσης να είναι μικρότερα. Αυτό επιτρέπει την χρήση υλικών με χαμηλότερη κινητικότητα. Όλα αυτά τα πλεονεκτήματα δίνουν την υπόσχεση για επαρκή μείωση του κόστους για την παραγωγή ηλιακών κυττάρων.

Εξαιτίας της κοντινής εγγύτητας στην επιφάνεια με τον υψηλό επιφανειακό ανασυνδυασμό, μια καλή εξελιγμένη μεμβράνη χρειάζεται τουλάχιστον στην μπροστινή επιφάνεια. Καθώς τα ζευγάρια ηλεκτρόνιο-οπής δεν πρέπει να παραχθούν σε αυτήν την στρώση, θα πρέπει να έχει ένα μεγάλο ενεργειακό κενό. Ονομάζεται στρώμα παραθύρου, διαμέσου του οποίου τα φωτόνια περνούν ανεμπόδιστα, αλλά το οποίο προστατεύει τα ηλεκτρόνια και τις οπές από τον ανασυνδυασμό στην μπροστινή επαφή. Η διασύνδεση μεταξύ του στρώματος παραθύρου και τον απορροφητήρα πρέπει να έχει χαμηλή

πυκνότητα θέση διασύνδεσης με προϋπόθεση να αποτρέψει τον ανασυνδυασμό εκεί. Ένα μειονέκτημα των πολλών υλικών με απευθείας μεταβάσεις και ευνοϊκά ενεργειακά κενά, με την εξαίρεση του άμορφου πυριτίου, είναι ότι δεν μπορούν να εντοπιστούν ισότιμα καλά n-τύπου και p-τύπου. Η σύσταση που χρειάζεται για ηλιακά κύτταρα τότε απαιτούν έτερο-συνδέσεις. Παραδείγματα συμπεριλαμβάνουν τον συνδυασμό των n-τύπου CdS/p-type CdTe, όπου το υλικό παραθύρου CdS είναι η μεμβράνη ηλεκτρονίου στις δύο περιπτώσεις.

Είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι το άμορφο πυρίτιο (a-Si) επίσης ανήκει στην τάξη των υλικών λεπτής μεμβράνης. Άμορφο πυρίτιο είναι πυρίτιο χωρίς κρυστάλλινη σύσταση. Εξαιτίας της έλλειψης της σειράς μακράς απόστασης, πχ ομοιόμορφη σύσταση βρίσκεται σε πολύ μικρούς όγκους, από την αβέβαιη αρχή του Eq.(2.3) η ορμή των ηλεκτρονίων σε δεσμευμένη θέση (ζώνη διάχυσης) σε αδέσμευτη θέση είναι αρκετά ακαθόριστα. Ως αποτέλεσμα κανένα για τις μεταβάσεις μεταξύ αυτών των καταστάσεων με προϋπόθεση να ικανοποιήσει την διατήρηση της ορμής. Οι μεταβάσεις είναι άμεσες και δεν έχουν μεγάλο δείκτη απορρόφησης. Ωστόσο, η έλλειψη σειράς έχει το πλεονέκτημα ότι οι θέσεις των ηλεκτρονίων και οπών δεν είναι περιορισμένα στις ζώνες οι θέσεις γεμίζουν ολόκληρη την απαγορευμένη ζώνη. Ο συνυπολογισμός του 10% υδρογόνου (a-Si:H) υπηρετεί να κορεννύει πολλά από αιωρούμενες ενώσεις από τα άτομα του πυριτίου στην άμορφη σύσταση. Οι πυκνότητες των θέσεων στην απαγορευμένη ζώνη μειώνεται δραματικά και το υλικό μπορεί τώρα να ντοπαριστεί. Αυτή η ιδιότητα, γνωστή ως Staebler-Wronski φαινόμενο, οδηγεί σε συνεχόμενη μείωση στην αποτελεσματικότητα των ηλιακών κυττάρων φτιαγμένα από a-Si:H.

4.4.1 Ελάχιστη πυκνότητα ενός ηλιακού κυττάρου

Η πυκνότητα ενός ηλιακού κυττάρου είναι ένα σημαντικό θέμα. Δεν είναι μόνο ότι ένα μεγάλο ποσό πολύτιμου υλικού χρειάζεται για ένα πιο πυκνό κύτταρο, ένα λεπτότερο κύτταρο μπορεί να ανεχτεί λιγότερες ιδιότητες βέλτιστου υλικού. Οργανικά υλικά μπορεί να είναι αρκετά χρήσιμα για ηλιακά κύτταρα εξαιτίας της καλής απορροφητικής ιδιότητας και ενός καλά φωτισμένου κβαντικού πεδίου ενδεικνύοντας κυρίαρχη ραδιενεργή επανασύνδεση.

148

7 Limitations on Energy Conversion in Solar Cells

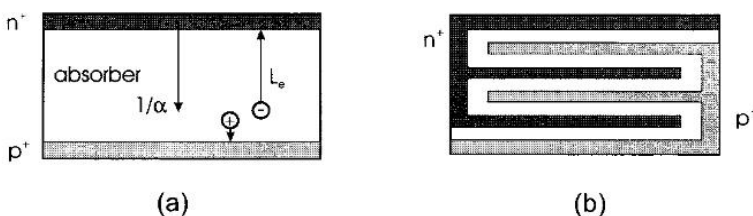


Figure 7.9: (a) In the plane arrangement of an absorber between electron and hole membranes, the diffusion lengths $L_{c,h}$ must be larger than the thickness of the absorber and the thickness must be larger than the penetration depth $1/\alpha$ of the photons. (b) Many absorbing layers in a meander-like structure combine good absorption with a small distance between the membranes.

Το μειονέκτημά τους είναι η πολύ μικρές κινητικότητες και τα μήκη διάχυσης των ηλεκτρονίων και οπών. Στη συνηθισμένη επίπεδη διάταξη ενός απορροφητήρα μεταξύ των δυο μεμβρανών, που φαίνεται στα αριστερά στη φιγούρα 7.9, τα μήκη διάχυσης πρέπει να

είναι μεγαλύτερα από την πυκνότητα του απορροφητήρα και η πυκνότητα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από το βάθος εισχώρησης l/α των φωτονίων. Αν αυτό ήταν μία γενική αναγκαία κατάσταση, τότε πολλά οργανικά υλικά δεν θα έκαναν καλά ηλιακά κύτταρα. Στην πραγματικότητα, αυτές οι συνθήκες είναι επαρκές, αλλά όχι πραγματικά αναγκαίες. Η αναγκαία συνθήκη για την απορρόφηση είναι ότι υπάρχει αρκετό υλικό να απορροφήσει το φως, το πώς το υλικό είναι ταξινομημένο δεν είναι σημαντικό. Δύο ξεχωριστά λεπτά στρώματα απορροφούν όσο και ένα μοναδικό στρώμα το οποίο είναι διπλά πυκνό. Η αναγκαία συνθήκη για την μεταφορά των ηλεκτρονίων και οπών είναι ότι αυτά πρέπει να είναι ικανά να φτάσουν τις μεμβράνες. Η ταξινόμηση στο Σχέδιο 7.9 (b) πληρεί τις συνθήκες της απορρόφησης και μεταφοράς επίσης, και θα επιτρέψει την χρήση αυθαίρετων απορροφητικών υλικών μικρών μήκων διάχυσης. Αυτή η αρχή διαχωρισμού πυκνότητας της απορρόφησης από την απόσταση μεταξύ των μεμβρανών, TiO_2 για τα ηλεκτρόνια και I^-/I^{3-} -redox σύστημα για τις οπές, έχει ελάχιστη αξία, η πυκνότητα του μονο-μοριακού βαμμένου στρώματος. Ωστόσο, πολλά βαμμένα στρώματα παρέχουν επαρκή απορρόφηση.

Το οργανικό ή πλαστικό ηλιακό κύτταρο είναι άλλο ένα παράδειγμα. Σε αυτό το ηλιακό κύτταρο ένα p-τύπο πολυμερές υπηρετεί και ως απορροφητήρας και ως μεμβράνη οπής. Τα ηλεκτρόνια σκάβουν από την κατευθυνόμενη κατάσταση μέσα στον απορροφητήρα σε κινητή κατάσταση σε n-τύπου φουλλερενίων μόρια ενώ οι οπές μένουν στο πολυμερές. Τα πολυμερή και φουλλερένια είναι ολοκληρωτικά ανακατεμένα σε ένα μείγμα για να διευκολύνει τον διαχωρισμό του φορέα ρεύματος. Αυτό κάνει την ταξινόμηση διαφορετική από το Σχέδιο 7.9 (b), όπου με προσοχή η μεμβράνη ηλεκτρονίου κάνει επαφή με μόνο ένα από τα ηλεκτρόδια και η μεμβράνη οπής μόνο με το άλλο ηλεκτρόδιο. Με το ανακάτεμα των μεμβρανών ηλεκτροδίων και οπών στο πλαστικό ηλιακό κύτταρο, όπως επίσης και στο βαμμένο κύτταρο, μια δυνατή αναστολή της συναλλαγής από έναν τύπου φορέα πρέπει να είναι παρόν σε κάθε ένα από τα ηλεκτρόδια για να αποτρέψει μεταστροφή. Στο βαμμένο κύτταρο, η συναλλαγή οπών μεταξύ του οξειδίου του ινδίου κασσίτερου ηλεκτροδίου στο TiO_2 και το σύστημα οξειδοαναγωγής είναι πολύ φτωχό, αλλά είναι άριστο με τα μικρά πλατινένια νησιά στο μετρητή ηλεκτροδίου. Με την μικρή απόσταση μεταξύ των μεμβρανών και την προκύπτουσα μεγάλη περιοχή διασύνδεσης, ανασυνδυασμός διασύνδεσης είναι ενισχυμένο και μπορεί να είναι πρόβλημα.

7.5 Equivalent circuit

149

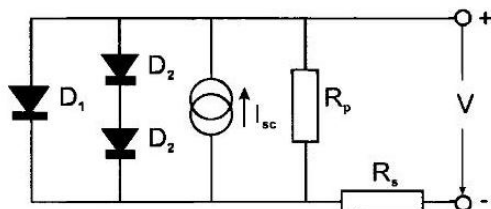


Figure 7.10: Equivalent circuit for a solar cell consisting of (from left) diode D_1 with direct recombination, diodes D_2 with impurity recombination, current source I_{sc} , parallel resistance R_p and series resistance R_s .

Το πλαστικό ηλιακό κύτταρο είναι και πάλι παράδειγμα της περίπτωσης όπου το ανακάτεμα σε νανομετρικό επίπεδο από μεμβράνες ηλεκτρονίου και οπών αποτρέπει την συγκέντρωση του χώρου φόρτισης και των ηλεκτρικών πεδίων. Φορείς φορτίων ωστόσο,

διαχωρίζονται και μια δίοδος ρεύματος-τάσης χαρακτηριστικό απορροφάται, επιδεικνύοντας ότι το ηλεκτρικό πεδίο και ένα πιθανό φράγμα, και τα δύο απόντα σε ένα πλαστικό ηλιακό κύτταρο, δεν είναι οι αιτίες για τις ιδιότητες των διοδίων.

4.5 Ισοδύναμο Κύκλωμα

Στο ρεύμα-τάση χαρακτηριστικό για το ηλιακό κύτταρο στην Eq (6.35) μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το ρεύμα I_Q ως το σύνολο του ρεύματος διαμέσου της pn-σύνδεσης στο σκοτάδι και το ρεύμα I_{sc} από μία πηγή ρεύματος, συνδεδεμένα παράλληλα για την πρόσθεση των ρευμάτων.

Στο Σχέδιο 7.10 δείχνει το διάγραμμα του ισοδύναμου κυκλώματος επιμηκυμένο από δύο πρόσθετα υλικά. Η αντίσταση R_p σε παράλληλη με τις δύο διόδους από το δυο-δίοδο μοντέλο, αντιπροσωπεύει τις παρεκκλίσεις τις οποίες μπορεί να συμβούν σε αληθινά ηλιακά κύτταρα κατά μήκος των επιφανειών, στις μικρές-οπές της pn-σύνδεσης σε **grain σύνορα**. Η κατά σειρά αντίσταση R_s είναι η αιτία για όλες τις μειώσεις τάσης σε όλες τις αντιστάσεις μεταφοράς του ηλιακού κυττάρου και τις συνδέσεις τους στο φορτίο. Το ρεύμα-τάση χαρακτηριστικό λαμβάνει την μορφή

$$I_Q = I_{s1} \left[\exp \left(\frac{e(V - I_Q R_s)}{kT} \right) - 1 \right] + I_{s2} \left[\exp \left(\frac{e(V - I_Q R_s)}{2kT} \right) - 1 \right] + I_{sc} + \frac{V - I_Q R_s}{R_p} \quad (7.13)$$

Το Σχέδιο 7.11 εικονογραφεί πως επηρεάζεται το χαρακτηριστικό με την διαφοροποίηση R_p και R_s χωριστά. Η επιρροή της κατά σειράς αντίστασης από μόνη της είναι μια μετατόπιση του χαρακτηριστικού στην κατεύθυνση χαμηλότερων τάσεων, σε σχέση με το ρεύμα. Η επιρροή της παράλληλης αντίστασης από μόνη της είναι μια μετατόπιση του χαρακτηριστικού σε υψηλότερα θετικά ρεύματα, σε σχέση με την τάση. Και οι δύο επιρροές, χωριστά και συνδυασμένα, οδηγούν σε μικρότερο παράγοντα συμπλήρωσης FF.

4.6 Εξάρτηση θερμοκρασίας της τάσης του ανοιχτού κυκλώματος

Τα ηλιακά κύτταρα διανέμουν μόνο ένα μικρό κομμάτι της απορροφημένης ενέργειας ως ηλεκτρική ενέργεια σε ένα φορτίο. Το υπολειπόμενο διασκορπίζεται ως θερμότητα και το ηλιακό κύτταρο θα πρέπει ωστόσο να έχει υψηλότερη θερμοκρασία από ότι το περιβάλλον. Για ηλιακή ακτινοβολία του 1 kW/m^2 η διαφορά θερμοκρασίας στο περιβάλλον ίσως είναι 10K.

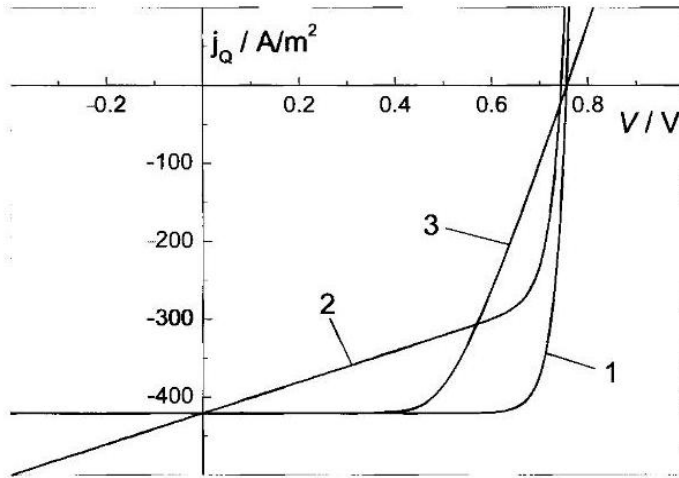


Figure 7.11: Current–voltage characteristic of a solar cell with: (2) $R_S = 0\Omega$, $R_p = 50\Omega$; and (3) $R_S = 5\Omega$, $R_p = \infty$, compared with (1) $R_S = 0\Omega$ and $R_p = \infty$.

Η θέρμανση μειώνει το μέγεθος του ενεργειακού κενού. Το απορροφημένο ρεύμα φωτονίου αυξάνεται, οδηγώντας σε μια μικρή αύξηση ρεύμα βραχυκυκλώματος j_{sc} . Η θέρμανση έχει επιβλαβής επιρροή στην τάση ανοιχτού κυκλώματος. Από

$$V_{oc} = \frac{1}{e}(\eta_e + \eta_h) = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{n_c n_h}{n_i^2} \right), \quad (7.14)$$

βρίσκουμε για την εξάρτηση θερμοκρασίας

$$\frac{dV_{oc}}{dT} = \frac{k}{e} \ln \left(\frac{n_c n_h}{n_i^2} \right) + \frac{kT}{e} \left[\frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{dT} + \frac{1}{n_h} \frac{dn_h}{dT} - \frac{1}{n_i^2} \frac{d(n_i^2)}{dT} \right]. \quad (7.15)$$

Εδώ

$$n_i^2 = N_C N_V \exp \left(-\frac{\epsilon_G}{kT} \right)$$

και

$$\frac{d(n_i^2)}{dT} = \frac{\epsilon_G}{kT^2} n_i^2.$$

Συνεπάγεται ότι

$$\frac{dV_{oc}}{dT} = \frac{V_{oc} - \epsilon_G/e}{T} + \frac{kT}{e} \left(\frac{1}{n_c} \frac{dn_c}{dT} + \frac{1}{n_h} \frac{dn_h}{dT} \right). \quad (7.16)$$

Γενικές δηλώσεις δεν μπορούν να γίνουν για τις εκφράσεις στις παρενθέσεις εκτός του ότι και τα δύο είναι <0 και ότι η πρώτη έκφραση είναι απερισκεπτη σε έναν n-αγωγό και η δεύτερη έκφραση σε ένα p-αγωγό. Η εξάρτηση θερμοκρασίας προκαλείτε κυρίως από $(V_{oc} - \epsilon_G/e)/T$. Η εξάρτηση θερμοκρασίας δηλώνεται περισσότερο σε κακά κύτταρα, όπου V_{oc} είναι μικρό.

Για ένα κύτταρο πυριτίου με $V_{oc} = 0.6V$ και $\epsilon_G = 1.12eV$ σε $T = 300K$, $dV_{oc}/dT = -1.7mV/K$. Αυτό σημαίνει ότι η τάση του ανοιχτού κυκλώματος μειώνεται κατά 0.3% κάθε βαθμού αύξησης της θερμοκρασίας. Μια αύξηση της θερμοκρασίας των 50K μειώνει την τάση του ανοιχτού κυκλώματος κατά 85mV, δηλαδή κατά 14%. Η αποτελεσματικότητα μειώνεται

ανάλογα.

4.7 Η εντεταμένη εξάρτηση της απόδοσης

Γνωρίζουμε ότι από αρχικές συζητήσεις οι μέγιστες αποδόσεις αποκτώνται για μέγιστη συγκέντρωση της συνεπαγόμενης ραδιενέργειας. Αφότου η συγκέντρωση σημαίνει ότι μια μικρότερη περιοχή χρειάζεται για ένα δοσμένο ρεύμα ενέργειας, είναι μια επιλογή για ακριβά ηλιακά κυτταρικά υλικά. Ότι η αύξηση της απόδοσης μπορεί να γίνει είναι ότι καλύτερο.

Το ρεύμα βραχυκυκλώματος j_{sc} απλά δίνεται από το απορροφημένο ρεύμα φωτονίου και αυξάνεται όπως εκφράζεται από Eq(7.6) σε αναλογία με την ένταση.

$$j_{sc} = -e j_{\gamma,abs} \quad (7.17)$$

Η τάση ανοιχτού κυκλώματος V_{oc} ορίζει την διαφορά μεταξύ των ενεργειών Fermi στο οποίο η αναλογία συνολικού ανασυνδυασμού στο κύτταρο είναι ισότιμο στην αναλογία ολικής παραγωγής που δίνεται από το απορροφημένο ρεύμα φωτονίου. Με $j_{\gamma,emit} = j_{\gamma,abs}$ βρίσκουμε από Eq(7.8)

$$V_{oc} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{e j_{\gamma,abs}}{j_s} \right), \quad (7.18)$$

όπου J_s είναι το ρεύμα αντίθετου κορεσμού. Για $j_{\gamma,abs} \gg j_s$ αληθές για κάθε αισθητή φωτεινή ένταση, η τάση ανοιχτού κυκλώματος V_{oc} αυξάνεται λογαριθμικά με την ένταση. Ο παράγοντας συμπλήρωσης, επιτέλους, όπως δίνεται από Eq(7.5) μπορεί να προσεγγιστεί για $V_{oc} \gg kT$ περίπου με

$$FF = 1 - \frac{kT}{V_{oc}} \quad (7.19)$$

και αυξάνεται πολύ ελάχιστα με την τάση του ανοιχτού κυκλώματος. Σε μια πρώτη προσέγγιση η αύξηση του παράγοντα συμπλήρωσης με την ένταση μπορεί να παραμεληθεί.

Στην αποδοτικότητα

$$\eta = \frac{FF j_{sc} V_{oc}}{\int_0^\infty \hbar\omega dj_{\gamma,sun}(\hbar\omega)}, \quad (7.20)$$

η γραμμική αύξηση με την ένταση του παρανομαστή αποζημιώνεται με την γραμμική αύξηση στο ρεύμα του βραχυκυκλώματος στον αριθμητή, και η απόδοση φαίνεται να αυξάνεται με την αλγοριθμική αύξηση μέσα στην τάση. Οι μεταφορικές αντιστάσεις δεν έχουν θεωρηθεί σε αυτήν την συζήτηση. Για τα μεγάλα ρεύματα που παράγονται από υψηλές εντάσεις, αυτό είναι σίγουρα προβληματικό.

4.8 Αποδόσεις της διαδικασίας ανεξάρτητης ενεργειακής μετατροπής

Με ένα θεωρητικό όριο για την απόδοση το $\eta=0.3$ για την διάχυση AMO, ενεργειακή μετατροπή με ένα ηλιακό κύτταρο είναι ακόμα μακριά από το θεωρητικό όριο του $\eta_{max} = 0.85$ για την μηχανή ηλιακής θερμότητας στο τμήμα 2.1.1. Είναι πολύ διδακτικό και

πάλι να εξετάσουμε την διαδικασία σε ένα ηλιακό κύτταρο χωριστά και να διασπάσουμε την ολική απόδοση σε αποδόσεις των ατομικών διαδικασιών με προϋπόθεση να αναγνωρίζει που συμβαίνει η μεγαλύτερη απώλεια. Το Σχέδιο 7.12 δείχνει συνοπτικά τις ατομικές διαδικασίες.

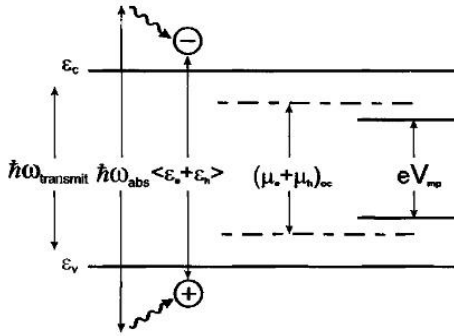


Figure 7.12: Individual processes in a solar cell.

Η πρώτη

διαδικασία είναι η απορρόφηση του συνεπαγόμενου ενεργειακού ρεύματος.

Η απόδοσή του πρέπει να λογοδοτεί για τα φωτόνια με ενέργεια $\hbar\omega < \epsilon_G$ τα οποία δεν απορροφούνται από το ηλιακό κύτταρο. Το απορροφημένο ενεργειακό ρεύμα δίνεται από το απορροφημένο ρεύμα φωτονίου επί την μέση ενέργεια $\langle \hbar\omega_{abs} \rangle$ των απορροφημένων φωτονίων. Ας υποθέσουμε ότι κάθε απορροφημένο φωτόνιο παράγει ένα μόνο ζευγάρι ηλεκτρόνιο-τρύπα το οποίο, σε βραχυκύκλωμα συνεισφέρει στο ρεύμα. Τότε

$$j_{E,abs} = j_{\gamma,abs} \langle \hbar\omega_{abs} \rangle = -\frac{j_{sc}}{e} \langle \hbar\omega_{abs} \rangle. \quad (7.21)$$

Η απορροφητική απόδοση είναι

$$\eta_{abs} = \frac{j_{E,abs}}{j_{E,inc}}. \quad (7.22)$$

Η δεύτερη διαδικασία είναι θερμοποίηση των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπής, το καθένα παράγεται αρχικά με την μέση ενέργεια $\langle \hbar\omega_{abs} \rangle$ η οποία με θερμοποίηση μειώνεται σε $\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle = \epsilon_G + 3kT$.

Η απόδοση αυτής της διαδικασίας είναι

$$\eta_{thermalization} = \frac{\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle}{\langle \hbar\omega_{abs} \rangle}. \quad (7.23)$$

Ο τρίτος παράγοντας που καθορίζει την μέγιστη χημική ενέργεια $(\mu_e + \mu_h)_{oc} = eV_{oc}$ η οποία μπορεί να αποκτηθεί από την ενέργεια $\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle$ των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπής είναι η απόδοση που εξηγεί την διαφορά μεταξύ της ελεύθερης ενέργειας και ενέργεια με θερμοδυναμικό παράγοντα

$$\eta_{thermodynamic} = \frac{eV_{oc}}{\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle}. \quad (7.24)$$

Αυτή η μέγιστη χημική ενέργεια ανά ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπής είναι, ωστόσο, εντελώς χαμένη με τα αναδυόμενα φωτόνια. Για να κερδίσουμε ενέργεια πρέπει να πάμε στο

μέγιστο σημείο ισχύος. Αυτό μας φέρνει στο τελευταίο παράγοντα του παράγοντα συμπλήρωσης FF , ο οποίος καθορίζει πόσο από το μέγιστο ρεύμα χημικής ενέργειας $-j_{sc}V_{oc}$ διανέμει στο μέγιστο σημείο ισχύος ως ένα ρεύμα ηλεκτρικής ενέργειας

$$FF = \frac{j_{mp}V_{mp}}{j_{sc}V_{oc}} \quad (7.25)$$

$$j_{mp}V_{mp} .$$

156

Το προϊόν όλων αυτών των αποδόσεων δίνει την ολική απόδοση

$$\eta = \underbrace{\frac{j_{E,abs}}{j_{E,in}}}_{\eta_{abs}} \underbrace{\frac{\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle}{\langle \hbar\omega_{abs} \rangle}}_{\eta_{thermalization}} \underbrace{\frac{eV_{oc}}{\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle}}_{\eta_{thermodynamic}} \underbrace{\frac{j_{mp}V_{mp}}{j_{sc}V_{oc}}}_{FF} = \frac{-j_{mp}V_{mp}}{j_{E,in}} \quad (7.26)$$

Για πυρίτιο και συγκεκριμένα για 20 μm πυκνό κύτταρο με παγίδευση φωτός, του οποίου η απορροφητικότητα φαίνεται στο Σχέδιο 7.7, έκθεση στη διάχυση AM1.5 δίνει τις ακόλουθες αξίες

$$\langle \hbar\omega_{abs} \rangle = 1.80 \text{ eV}$$

$$\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle = \epsilon_G + 3kT = 1.2 \text{ eV}$$

$$j_{sc} = 413 \text{ A/m}^2 \quad j_{mp} = 401 \text{ A/m}^2$$

$$V_{oc} = 0.770 \text{ V} \quad V_{mp} = 0.702 \text{ V} .$$

Οι αποδόσεις είναι ωστόσο

$$\eta_{abs} = 0.74$$

$$\eta_{thermalization} = 0.67$$

$$\eta_{thermodynamic} = 0.64$$

$$FF = 0.89 .$$

Η ολική απόδοση τότε είναι $\eta = 0.74 \times 0.67 \times 0.64 \times 0.89 = 0.28$

Οι αποδόσεις για θερμοποίηση και για την μετατροπή της ενέργειας των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπλή σε χημική ενέργεια είναι συγκεκριμένα μικρό και άρα σε ανάγκη βελτίωσης.

5- Ιδέες για την βελτίωση της απόδοσης των ηλιακών κυττάρων.

Όπως φαίνεται σε προηγούμενο κεφάλαιο, ακόμα και η αποφυγή όλων των διαδικασιών ανασυνδυασμού μη ακτινοβολίας μας αφήνει με απόδοση ηλιακού κυττάρου πολύ πιο χαμηλά από την θεωρητική μέγιστη αξία του $\eta=0.86$, που αντλήθηκε στο κεφάλαιο 2 ως το ανώτερο όριο για μετατροπή ηλιακής ενέργειας. Οι κύριοι λόγοι αναγνωρίστηκαν από απώλειες από θερμοποίηση και η μη απορρόφηση των χαμηλών ενεργειών φωτονίων. Με προϋπόθεση να βελτιωθεί η απόδοση, πρέπει αρχικά να εστιάσουμε στο να μειώσουμε αυτές τις απώλειες. Θα συζητήσουμε τώρα διάφορους μεθόδους με τους οποίους αυτό θα επιτευχθεί, καταρχήν. Οι υποκείμενες συνθήκες είναι εξιδανικευμένες, συχνά σε τέτοια έκταση που είναι δύσκολο να φανταστείς πως μπορούν να γίνουν στην πράξη. Ωστόσο είναι σημαντικό να εξετάσουμε αυτές τις μεθόδους με προϋπόθεση να αναγνωρίσουμε τις αρχές για πιθανής βελτιώσεις. Μια λεπτομερή συζήτηση αυτών των μεθόδων παρουσιάστηκε πρόσφατα από τον M.Green.

5.1 Tandem κύτταρα

Η μείωση της απώλειας της θερμοποίησης και η βελτίωση στην απόδοση απορρόφησης μπορεί συγχρόνως να επιτευχθεί με το να προσφέρουμε στα ηλιακά κύτταρα φωτόνια μέσα στο στενό ενεργειακό διάστημα $\epsilon_G < \hbar\omega < \epsilon_G + d\epsilon$ και επεξεργάζονται τα άλλα φωτόνια με ηλιακά κύτταρα με διαφορετικό ζώνη χάσματος. Κύτταρα που λειτουργούν με αυτόν τον τρόπο είναι γνωστά ως tandem κύτταρα. Για ένα μαύρο σώμα ηλιακού φάσματος, ένα ηλιακό κύτταρο με ενεργειακό κενό ϵ_G και η εξιδανικευμένη απορροφητικότητα $a(\hbar\omega < \epsilon_G) = 0$, $a(\hbar\omega \geq \epsilon_G) = 1$ έχει το ρεύμα βραχυκυκλώματος

$$j_{sc} = -e \frac{\Omega_S}{4\pi^3 \hbar^3 c^2} \int_{\epsilon_G}^{\infty} \frac{(\hbar\omega)^2}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT_S}\right) - 1} d\hbar\omega. \quad (8.1)$$

Το σχέδιο 8.1 δίνει το ρεύμα βραχυκυκλώματος j_{sc} ως λειτουργία ενεργειακού κενού ϵ_G/e . Ακολουθώντας την θερμοποίηση το ενεργειακό ρεύμα που ρέει στο ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπή είναι

$$j_{E.ch} = -j_{sc} \epsilon_G / e = j_{\gamma,abs} \epsilon_G. \quad (8.2)$$

Χρησιμοποιώντας $\langle \epsilon_e + \epsilon_h \rangle$ αντί του $\epsilon_G + 3kT$ εδώ διαιρούμε την ολική επίδοση η κάπως διαφορετικά (και όχι εντελώς σωστό) σε θερμοποίηση και τις θερμοδυναμικές επιδόσεις.

Το σκιαγραφημένο ορθογώνιο στο Σχέδιο 8.1 δείχνει το ενεργειακό ρεύμα $j_{E.ch}$ που μεταφέρεται στα ζευγάρια ηλεκτρόνια-τρύπες μετά από θερμοποίηση, για το ενεργειακό κενό στο οποίο $j_{E.ch}$ έχει την μέγιστη αξία της.

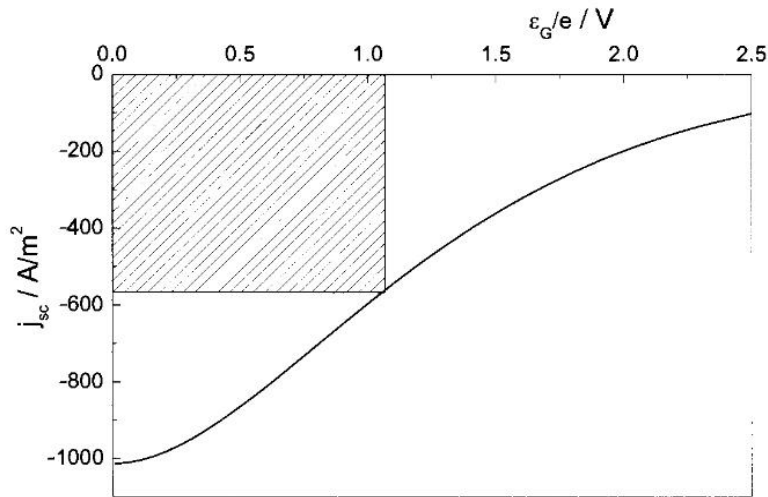


Figure 8.1: Short-circuit current of a solar cell as a function of the energy gap of its absorber ϵ_G , for a black-body spectrum with $T_S = 5800$ K.

Η περιοχή κάτω από την καμπύλη $j_{sc}(\epsilon_G/e)$ είναι ολόκληρο το συνεπαγόμενο ενεργειακό ρεύμα j_E, sun προερχόμενο από τον ήλιο. Αυτό φαίνεται καλύτερα εάν καθορίσουμε την παραλλαγή του dj_{sc} του ρεύματος βραχυκυκλώματος για μια μικρή παραλλαγή $d\epsilon_G$ στο κενό band του απορροφητήρα.

$$dj_{sc} = -e \frac{\Omega_S}{4\pi^3 \hbar^3 c^2} \frac{\epsilon_G^2}{\exp\left(\frac{\epsilon_G}{kT_S}\right) - 1} d\epsilon_G \quad (8.3)$$

και μετά ενσωμάτωση πάνω από την παραλλαγή στο απορροφημένο ενεργειακό ρεύμα $-(\epsilon_G/e) dj_{sc}$ που προκαλείτε από την παραλλαγή στο ενεργειακό κενό άρα

$$j_E = - \int_0^\infty \frac{\epsilon_G}{e} dj_{sc} = \frac{\Omega_S}{4\pi^3 \hbar^3 c^2} \int_0^\infty \frac{\epsilon_G^3}{\exp\left(\frac{\epsilon_G}{kT_S}\right) - 1} d\epsilon_G. \quad (8.4)$$

Καθώς η αξία του ορισμένου ολοκληρώματος δεν εξαρτάται από τα ονόματα των παραλλαγών (μπορούμε επίσης να το ονομάσουμε $\hbar\omega$ αντί ϵ_G) Eq(8.4) αναγνωρίζεται να περιγράψει την πυκνότητα του συνεπαγόμενου ηλιακού ενεργειακού ρεύματος. Το μεγαλύτερο ορθογώνιο ,σκιαγραφημένο στο Σχέδιο 8.1 δείχνει το ενεργειακό ρεύμα το οποίο μεταφέρεται στα ζευγάρια ηλεκτρόνια-οπές μετά από θερμοποίηση, αντιστοιχεί στο 42% του συνεπαγόμενου ενεργειακού ρεύματος. Η περιοχή κάτω από την καμπύλη στα

δεξιά του ορθογωνίου δίνει το ενεργειακό ρεύμα, το οποίο χάνεται με θερμοποίηση. Η περιοχή χαμηλά από το ορθογώνιο κάτω στη $J_{sc}(\epsilon_G/e)$ καμπύλη είναι το ενεργειακό ρεύμα, κύτταρο με $\epsilon_G = 1.1\text{ eV}$ άρα θα έχει απόδοση 42%, αν όλη η ενέργεια από τα ζευγάρια ηλεκτρόνια-οπές μπορεί να μετατραπεί σε ηλεκτρική ενέργεια, πχ αν η θερμοδυναμική απόδοση ήταν ισότιμο με 1. Αυτή η αξία που ονομάζεται ύστατη απόδοση από Shockley and Queisser, μπορεί ωστόσο να μην επιτευχθεί σε θερμοκρασία δωματίου, διότι η εντροπία δεν πρέπει να εκμηδενιστεί και κάποια από την ενέργεια των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπή είναι θερμότητα θερμοκρασίας δωματίου.

8.1 Tandem cells

157

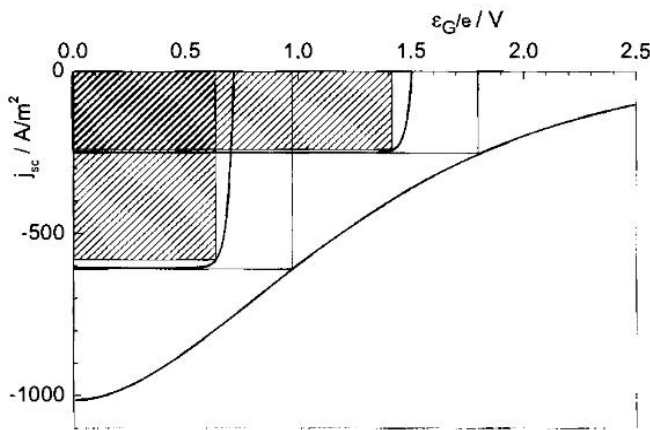


Figure 8.2: Current–voltage characteristics of two solar cells with energy gaps $\epsilon_{G1} = 1.8\text{ eV}$ and $\epsilon_{G2} = 0.98\text{ eV}$.

Το Σχέδιο 8.2 δείχνει την ίδια καμπύλη με το Σχέδιο 8.1, αυτή τη φορά εικονογραφώντας πως δύο ηλιακά κύτταρα με διαφορετικά ενεργειακά κενά ϵ_{G1} και ϵ_{G2} διαιρούνε το συνεπαγόμενο ενεργειακό ρεύμα της διάχυσης AMO. Το ενεργειακό ρεύμα πρώτα πέφτει στο κύτταρο με το μεγαλύτερο ενεργειακό κενό ϵ_{G1} το οποίο απορροφά όλα τα φωτόνια με $\hbar\omega \geq \epsilon_{G1}$ και εκπέμπει όλα τα φωτόνια με $\hbar\omega < \epsilon_{G1}$. Το κύτταρο πίσω με το χαμηλότερο ενεργειακό κενό τότε απορροφά τα φωτόνια με $\epsilon_{G2} \leq \hbar\omega < \epsilon_{G1}$.

Για τα δύο κύτταρα που απεικονίζονται Στο Σχέδιο 8.2 τα χαρακτηριστικά του ρεύματος επίσης δείχνονται μαζί στα σταυροδιαγραφομένα ορθογώνια δείχνοντας το μέγιστο ηλεκτρικό ενεργειακό ρεύμα το οποίο το κύτταρο διανέμει. Εδώ πάλι υποθέτουμε ότι ο ανασυνδυασμός ακτινοβολίας είναι παρόν.

Το Σχέδιο 8.3 δίνει την απόδοση, η οποία αποκτιέται από δύο κύτταρα που έχουν ενεργειακά κενά ϵ_{G1} και ϵ_{G2} όταν τα ενεργειακά ρεύματα προσθέτουν. Για την διάχυση AMO ο βέλτιστος συνδυασμός αποτελείτε από $\epsilon_{G2} = 1.0\text{ eV}$ και $\epsilon_{G1} = 1.9\text{ eV}$ υποχωρώντας μια ολική απόδοση του $\eta = 0.44$ ηλιακών κυττάρων.

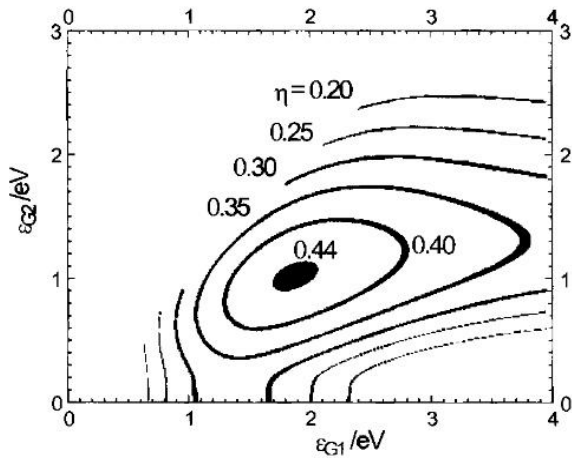


Figure 8.3: Efficiency for two solar cells in tandem operation, with energy gaps ϵ_{G1} and ϵ_{G2} for the AMO spectrum when their energy currents are added.

8.1 Tandem cells

159

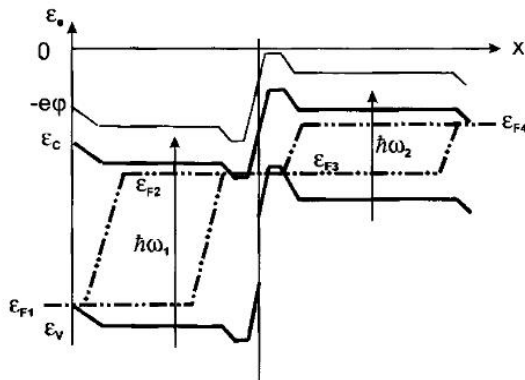


Figure 8.4: Electrical series connection of two solar cells by a tunnel junction provides efficient recombination of electrons and holes without requiring a difference between their Fermi energies.

Το Σχέδιο 8.4 δείχνει δύο κύτταρα τα οποία είναι κατά σειρά ενωμένα με τέτοιο τρόπο όπου τα ηλεκτρόνια που ρέουν προς τα έξω από την n-μεμβράνη του αριστερού κυττάρου και τρύπες που ρέουν από την p-μεμβράνη του δεξιού κυττάρου ανασυνδυάζονται σε ένωση σήραγγας. Στην ένωση σήραγγας, τα ηλεκτρόνια και οι οπές ανήκουν και τα δύο στην ίδια μετάδοση Fermi ($\epsilon_{F2} = \epsilon_{F3}$) και ο ανασυνδυασμός προχωρά χωρίς καμία διαφορά στις ενέργειες Fermi. Όπως φαίνεται στο σχέδιο, η ενέργεια Fermi πρέπει να βρίσκεται στη ζώνη αγωγιμότητας της n-μεμβράνης στην μια μεριά και στη ζώνη σθένους της p-μεμβράνης από την άλλη πλευρά, όπου απαιτείται υψηλή ντοπαρισμένη συγκέντρωση ($n_D, n_A > N_C, N_V$). Αφότου η ένωση σήραγγας είναι πολύ λεπτή, η απορρόφηση από τους υψηλούς φορείς συγκέντρωσης είναι πολύ μικρή. Θερμοποίηση βρέθηκε να είναι αναγκαία για την μετατροπή της ηλιακής θερμότητας σε χημική ενέργεια στο κεφάλαιο 2. Οι απώλειες θερμοποίησης είναι μειωμένες η και ακόμα αποτρέπονται όταν τα παραγόμενα ηλεκτρόνια και οπές κατοικούν μόνο στενές ενεργειακές κυμάνσεις στις άκρες της ζώνης, όπως εξηγήετε παραπάνω. Αυτή η κατάσταση εξηγήετε με διαφορετικό τρόπο. Η αποτροπή της απώλειας θερμοποίησης χρειάζεται πολλές Fermi διανομές (μια για κάθε ενεργειακό φάσμα) με πολλές διαφορετικές ενέργειες

Fermi. Το tandem στο Σχέδιο 8.4 έχει τρεις διαφορετικές ενέργειες Fermi, ένα περισσότερο από ένα μοναδικό-υλικό ηλιακό κύτταρο.

Η κατά σειρά δυνάμεις πιέζουν το ίδιο φορτίο ρεύματος να ρέει μέσα σε όλα τα κύτταρα. Το σχέδιο 8.5 δείχνει πως το χαρακτηριστικό ρεύμα-τάση των αποτελεσμάτων Tandem από τα χαρακτηριστικά δύο κυττάρων με διαφορετικό ρεύμα βραχυκυκλώματος και διαφορετικές τάσεις ανοιχτού κυκλώματος. Για δοσμένο

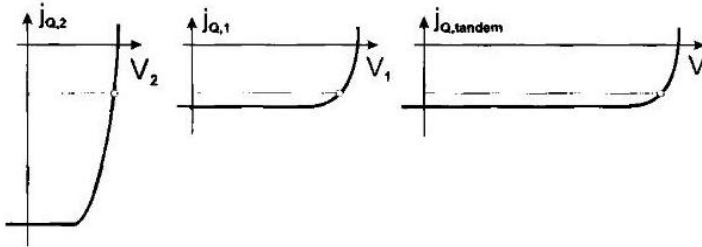


Figure 8.5: Current–voltage characteristic for the series connection of two solar cells with different short-circuit currents and open-circuit voltages. For each value of the current j_Q the voltages V_1 and V_2 are added to give the total voltage V .

ρεύμα, οι τάσεις V_1 και V_2 καθορίζονται από τα χαρακτηριστικά των ατομικών κυττάρων και προσθέτοντας να δώσουν τάση V της σύνθεσης Tandem. Το κύτταρο με το μικρότερο ρεύμα βραχυκυκλώματος καθορίζει το συνολικό ρεύμα.

Με προϋπόθεση να αποτραπούν απώλειες εξαιτίας των κατά σειρά συνδέσεων, όπως στο Σχέδιο 8.5, τα ενεργειακά κενά πρέπει να επιλεγθούν ώστε τα ρεύματα j_{mp} στα μέγιστα σημεία ισχύος είναι το ίδιο για όλα τα κύτταρα. Η ηλιακή διάχυση ακτινοβολίας, ωστόσο, αλλάζει μέσα στη μέρα και την χρονιά εξαιτίας τα διαφορετικά μήκη διαδρομής διαμέσου της ατμόσφαιρας και την ισότητα των ρευμάτων j_{mp} από διαφορετικά κύτταρα δεν μπορούν πάντα να διατηρηθούν. Για ένα Tandem τριών κυττάρων, η σύνθεση όπου η κατά σειρά σύνδεση δύο κυττάρων με τα μικρότερα κενά ζώνης είναι συνδεδεμένα παράλληλα στο τρίτο κύτταρο με το μεγαλύτερο κενό ζώνης, φαίνεται να είναι λιγότερο ευαίσθητο σε φασματικές μεταβολές από ότι η κατά σειρά σύνδεση όλων των τριών κυττάρων.

5.2 Συγκεντρωτικά κύτταρα

Στο κεφάλαιο 2 θεωρήσαμε πόσο δυνατά μπορούμε να εστιάσουμε τη συνεπαγόμενη ηλιακή ακτινοβολία. Για συγκεντρωτική ραδιενέργεια, η ίδια ισχύος διανέμεται από ένα ηλιακό κύτταρο με μικρότερη περιοχή από συγκεντρωτική ραδιενέργεια. Άλλο ένα πλεονέκτημα είναι ότι η συγκεντρωτική ραδιενέργεια μπορεί να επεξεργαστεί με μεγαλύτερη επάρκεια, όπως συζητήθηκε στο κεφάλαιο 7.

Σε περιοχές με πολύ περισσότερη απευθείας, ασκέδαστη ηλιακή ακτινοβολία, η επιπρόσθετη δαπάνη για συγκέντρωση βραβεύεται με καλύτερη επάρκεια από ένα μικρότερο ηλιακό κύτταρο. Όταν η ραδιενέργεια συγκεντρώνεται με φακούς η καθρέπτες, το ηλιακό κύτταρο βλέπει μόνο ένα μέρος του ημισφαιρίου και, στην περιορισμένη περίπτωση της μέγιστης συγκέντρωσης, μόνο τον ήλιο. Όσο η μεγαλύτερη συγκέντρωση, τόσο πιο προσεκτικά το σύστημα συγκέντρωσης πρέπει να ανιχνεύσει την διαδρομή του ηλίου. Η συγκέντρωση ραδιενέργειας έχει επίσης μειονεκτήματα. Η βελτίωση στην επάρκεια υποθέτει ότι, παρόλο την αύξηση στην συνεπαγόμενη ραδιενέργεια, η

θερμοκρασία του κυττάρου παραμένει το ίδιο. Αλλά στην πραγματικότητα η θερμοκρασία του κυττάρου αυξάνεται και με κακή ψύξη η επάρκεια μπορεί ακόμα και να μειωθεί με αυξανόμενη συγκέντρωση. Άλλο ένα μειονέκτημα είναι το αποτέλεσμα των μεγαλύτερων ηλεκτρικών κυττάρων που δημιουργούν μεγαλύτερες απώλειες τάσης σε όλη την κατά σειρά αντίσταση του κυττάρου και στα καλώδια.

Ειδικά ηλιακά κύτταρα γνωστά ως συγκεντρωτικά κύτταρα έχουν εξελιχθεί για συγκεντρωτική ραδιενέργεια. Εξαιτίας των υψηλότερης θερμοκρασίας, ημιαγωγοί με μεγαλύτερο ενεργειακό κενό είναι πάντα ωφέλιμοι. Ωστόσο, πρέπει να είναι ικανά να απορροφήσουν ένα επαρκές μεγάλο κομμάτι της ηλιακής διάχυσης. Κύτταρα φτιαγμένα από GaAs είναι κατάλληλα για αυτό. Εξαιτίας της μικρότερης επιφανειακής περιοχής περισσότερο ακριβά υλικά και περισσότερες ακριβές κατασκευές γίνονται πιο οικονομικά. Για συγκεντρωτικά συστήματα, τα κύτταρα Tandem που βασίζονται στα III-V μείγματα έχουν γίνει πιο αποτελεσματικά στο κόστος. Για πυριτικά συγκεντρωτικά κύτταρα ένα πιο περίπλοκο σχέδιο εξελίχθηκε, όπου το n και p-τύπου μεμβράνες για τα ηλεκτρόνια και τις οπές είναι σε μορφή σημείων επαφών, όλα τοποθετημένα στο πίσω μέρος του κυττάρου όπως φαίνεται στο Σχέδιο 8.6. τα ηλεκτρόνια και οι οπές ρέουν έξω από τις n και p περιοχές, τοποθετημένα εναλλακτικά στο πίσω μέρος. Αυτό είναι διαφορετικό από τις συσκευές για τις οποίες έχουν συζητηθεί μέχρι τώρα και έχει το πλεονέκτημα ότι οι επαφές δεν προκαλούν σκίαση και μπορεί να κρατηθούν αρκετά μεγάλα να αποφύγουν κατά σειρά αντιστάσεις. Με προϋπόθεση να μειωθεί ο ανασυνδυασμός Auger στο ελάχιστο, το μεγαλύτερο κομμάτι του ηλιακού κυττάρου δεν είναι ντοπαρισμένο. Οι υψηλά ντοπαρισμένες περιοχές που χρειάζονται ως μεμβράνες και να διατηρήσουν την εντροπία ανά

8.3 Thermo-photovoltaic energy conversion

161

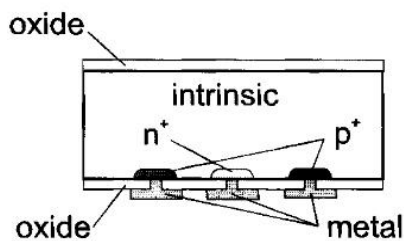


Figure 8.6: The p- and n-type membranes for holes and electrons and the metal contacts of the point-contact cell for concentrated radiation, are both placed on the back side of the cell.

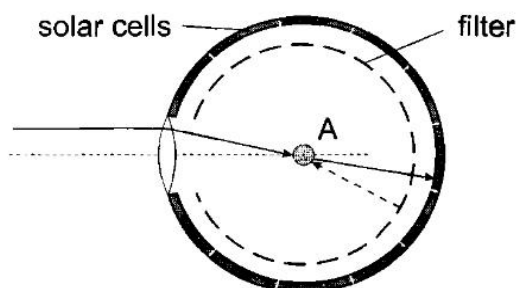


Figure 8.7: In the thermo-photovoltaic converter, the intermediate absorber is surrounded in an evacuated cavity by solar cells illuminated by its thermal radiation.

σωματίδιο είναι περιορισμένα στις επαφές. Για συγκέντρωση με παράγοντα του 100 μια επάρκεια 28% αποκτήθηκε με κύτταρο πυριτίου. Αυτό ήταν, ωστόσο, για θερμοκρασία

25°C το οποίο χρειάζεται έντονη ψύξη. Για ένα Tandem ένα ρεκόρ επάρκειας 38.9% για μια μονολιθική σύνθεση τριών κυττάρων που αποτελούνται από GaInP, GaInAs και Ge που λειτουργεί σε συγκέντρωση της ηλιακής ακτινοβολίας με παράγοντα του 490 αναφέρθηκε.

5.3 Θερμό-βολταϊκή ενεργειακή μετατροπή

Η μέθοδος ηλιακή-θερμική μετατροπή του τμήματος 2.1.1 μπορεί να μετατραπεί για να εφαρμοστεί σε ηλιακά κύτταρα. Το Σχέδιο 8.7 εικονογραφεί την αρχή. Ένα εστιάζονταν οπτικό σύστημα χρησιμοποιείται για να συγκεντρώσει την ηλιακή ενέργεια σε ένα ενδιάμεσο απορροφητήρα το οποίο, ως αποτέλεσμα, θερμαίνεται σε θερμοκρασία T_A . Τα ηλιακά κύτταρα με ενεργειακό κενό ϵ_G τοποθετούνται ομοκεντρικά γύρω του ενδιάμεσου απορροφητήρα. Αυτά έχουν φίλτρο παρεμβολών στην επιφάνεια τους το οποίο μεταδίδει φωτόνια με $\epsilon_G \leq \hbar\omega \leq \epsilon_G + d\epsilon$ χωρίς απώλεια και αντανακλά όλα τα άλλα τα φωτόνια, τα οποία δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν ιδανικά, πίσω στο ενδιάμεσο απορροφητήρα. Αυτά τα φωτόνια μαζί με τα φωτόνια που διανέμονται από το ηλιακό κύτταρο και διαδίδονται από ένα φίλτρο, βοηθούν να συντηρήσουν την θερμοκρασία T_A του ενδιάμεσου απορροφητήρα. Αν ο ανασυνδυασμός είναι εξολοκλήρου ακτινοβολικός και τα φωτόνια που διανέμονται από τα κύτταρα μπορεί να ξανά απορροφηθούν από τον απορροφητήρα και έτσι δεν είναι χαμένα, τα κύτταρα μπορεί να λειτουργήσει κοντά στην τάση ανοιχτού κυκλώματος και άρα

162

έχουν την επάρκεια που προέρχεται από Eq (4.5) για την μετατροπή ενέργειας φωτονίων π.χ.

$$\eta_{\text{cell}} = 1 - \frac{T_0}{T_A} \quad (8.6)$$

Αφότου αυτό είναι Carnot επάρκεια, το οποίο χρησιμοποιήθηκε για την επάρκεια της μηχανής θέρμανσης της ηλιακής θερμικής διαδικασία μετατροπής η οποία περιγράφεται από την ενότητα 2.1.1, βρίσκουμε, για την ηλιακή θερμική διαδικασία μετατροπής, η ίδια επάρκεια όπως και για την ηλιακή θερμική μετατροπή, άρα

$$\eta = \left[1 - \left(\frac{T_A}{T_S} \right)^4 \right] \left(1 - \frac{T_0}{T_A} \right) \quad (8.7)$$

με μέγιστη αξία του $\eta=0.85$ σε θερμοκρασία απορρόφησης του $T_A = 2478 \text{ K}$.

Η εκτέλεση αυτής της ιδέας στην πράξη είναι δύσκολη για δύο λόγους. Στην βέλτιστη θερμοκρασία του ενδιάμεσου απορροφητήρα $T_A = 2478 \text{ K}$ όλα τα υλικά εξατμίζονται τόσο δυνατά όπου το φίλτρο παρεμβολών καλύπτεται γρήγορα με αδιαφανές στρώμα. Επιπλέον στην πράξη δεν είναι δυνατόν να κατασκευαστεί ένα φίλτρο παρεμβολών που να μεταδίδεται μόνο σε ένα στενό ενεργειακό διάστημα και αντανακλώντας την υπόλοιπη διάχυση, ενώ επίσης είναι ελεύθερο από απορρόφηση. Με την χρήση π.χ. ηλιακά κύτταρα πυριτίου, μόνο ένα μικρό μέρος των φωτονίων που διανέμονται από το ενδιάμεσο απορροφητήρα έχουν την απαιτούμενη ενέργεια $\hbar\omega \geq \epsilon_G$ Ακόμα και μικρή απορρόφηση από το φίλτρο παρεμβολών όλων των άλλων φωτονίων οδηγεί σε αρκετή απώλεια. Μικρότερα κενά ζώνης υλικά όπως GaSb είναι προτιμότερα για θερμό βολταϊκή

μετατροπή.

Στην αρχή της κατασκευής του 8.7 άλλο ένα μειονέκτημα είναι κρυμμένο. Ο απορροφητήρας πρέπει να έχει την δυνατότητα να διανέμει σχεδόν τόση ενέργεια όσο απορροφά στο στενό ενεργειακό διάστημα που μεταδίδεται από το φίλτρο. Καθώς T_A είναι πολύ μικρότερο από την θερμοκρασία του ηλίου T_s η μεταδιδόμενη περιοχή πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την περιοχή απορρόφησης. Ένας παράγοντας του 4, όπως αυτό δίνεται από την διευθέτηση του σχεδίου 8.7 δεν είναι καθόλου επαρκές.

Αυτό το πρόβλημα μπορεί να λυθεί με μια πιο άγρια περιοχή, που ονομάζεται θερμοφωτονικό. Διανομή μόνο φωτονίων με $\hbar\omega \geq E_G$ μπορεί να επιτευχθεί με το να τοποθετηθεί ένας ημιαγωγός στην διανέμων περιοχή του ενδιάμεσου απορροφητήρα. (Να αποφύγουμε μετάδοση από τον ημιαγωγό από μικρότερα ενεργειακά φωτόνια που διανέμονται από τον απορροφητήρα, ένας καθρέπτης πρέπει να τοποθετηθεί μεταξύ τον ημιαγωγό και τον απορροφητήρα). Όταν ο ημιαγωγός εξοπλίζεται με μεμβράνες όπως ένα ηλιακό κύτταρο, μπορεί να λειτουργήσει ως δίοδος εκπομπής φωτός (LED). Ένα LED είναι η ίδια μηχανή όπως ένα ηλιακό κύτταρο, απλά λειτουργεί από την ανάποδη, σαν ένα ψυγείο η αντλία θέρμανσης που είναι μια αντίστροφη λειτουργική μηχανή θέρμανσης. Αν κάποια δύναμη διανέμεται από το ηλιακό κύτταρο χρησιμοποιείται για να οδηγήσει το led πάνω στον απορροφητήρα η ένταση που μεταδίδεται ενισχύεται σε μεγάλο βαθμό. Παρόλο που μερική ενέργεια που μεταδίδεται από το led είναι ελεύθερη ενέργεια που παράγεται από τα ηλιακά κύτταρα, το περισσότερο από αυτό είναι θερμότητα που παράγεται από τον απορροφητήρα. Με αποτέλεσμα, η περιοχή και η θερμοκρασία του πομπού μπορεί να μειωθεί, υπό την προϋπόθεση ένας LED μπορεί να γίνει, το οποίο λειτουργεί σε 1000°C με κοντά σε 100% εξωτερική κβαντική αποδοτικότητα.

Με την διευθέτηση που φαίνεται στο σχέδιο 8.7, ωστόσο, ο ενδιάμεσος απορροφητήρας δεν χρειάζεται να θερμανθεί από τον ήλιο. Είναι επίσης πιθανό να θερμανθεί ο ενδιάμεσος απορροφητήρας με άλλο τρόπο, π.χ. με καύση φυσικού αερίου. Απώλειες ακτινοβολίας στο περιβάλλον τότε δεν θα χρειαζόταν να συμβούν, διότι η κοιλότητα μπορεί να κλειστεί εντελώς, οπτικά. Η μετατροπή της θερμότητας σε ηλεκτρική ενέργεια με αυτό τον τρόπο για πρώτη φορά στην Σοβιετική Ένωση για πυρηνικούς αντιδραστήρες. Η βασική ιδέα ήταν να περιβάλλουν στοιχεία καυσίμου πυρακτώσεως αντιδραστήρα με ηλιακά κύτταρα. Ευτυχώς κανείς δεν είχε το κουράγιο να το δοκιμάσει.

8.4 Impact ionization

163

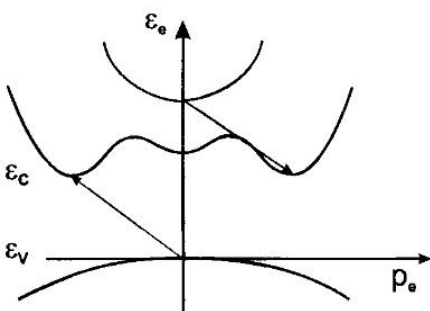


Figure 8.8: Transition of an electron from a higher band to the minimum of the conduction band by impact ionization in an indirect semiconductor, resulting in the additional generation of an electron and a hole at the band edges.

5.4 Κρούσεις Ιονισμού

Ηλεκτρόνια και οπές που διαθέτουν μεγάλες κινητικές ενέργειες ως αποτέλεσμα από υψηλής ενέργειας φωτόνια μπορεί να **διαχέουν** την κινητική τους ενέργεια με δύο τρόπους. Ο ένας με ελαστική σύγκρουση με άτομα δικτύου, στα οποία ενέργεια μεταφέρεται σε μικρές μερίδες στα άτομα δικτύου μέχρι θερμική ισορροπία με το δίκτυο να εγκατασταθεί. Ο άλλος με ανελαστική σύγκρουση με τα άτομα δικτύου, στα οποία με κρούση ιονισμού, ένα άλλο ηλεκτρόνιο έχει χτυπηθεί από την χημικό του δεσμό ή, με άλλα λόγια στο οποίο ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μια ελεύθερη ροπή παράγονται όπως φαίνεται στο Σχέδιο 8.8. Και οι δύο διαδικασίες λαμβάνουν μέρος παράλληλα και συναγωνίζονται μεταξύ τους. Με ελαστικές συγκρούσεις η διέγερση των δονήσεων του δικτύου είναι εις βάρος της ενέργειας του συστήματος ηλεκτρονίων-οπών, ενώ ο αριθμός ηλεκτρονίων και οπών παραμένει συνεχές. Με κρούση ιονισμού η απορροφημένη ενέργεια παραμένει στο σύστημα ηλεκτρόνιο-οπών, αλλά εκπέμπεται ομοιόμορφα περισσότερο σε ένα μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων και οπών από ότι αρχικά είχαν παραχθεί από την απορρόφηση των φωτονίων. Κρούση ιονισμού, ωστόσο, φαίνεται πολλά υποσχόμενο για ηλιακή μετατροπή ενέργειας διότι κάποια από την ενέργεια που αφαιρείτε από τα ηλεκτρόνια και τις οπές κατά την διάρκεια της θερμοποίησης χρησιμοποιείτε για να παράγει επιπρόσθετα ζευγάρια ηλεκτρονίων-οπών.

Με προϋπόθεση να εξετάσουμε την επάρκεια της διαδικασίας κρούσης ιονισμού, θα εξαιρέσουμε την διαδικασία ανταγωνισμού, κυρίως την αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων και οπών με τις δονήσεις δικτύου, η οποία οδηγεί σε θερμοποίηση σε συνεχές συγκεντρώσεις. Τα ηλεκτρόνια και οπές τότε απομονώνονται από τις δονήσεις του δικτύου. Δεν "γνωρίζουν" την θερμοκρασία του δικτύου και δεν μπορούν να έρθουν σε θερμική ισορροπία με το πλέγμα. Συγκρούσεις μεταξύ ηλεκτρονίων και οπών, ωστόσο επιτρέπονται. Αυτό εξασφαλίζει ότι τα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν μια ομοιόμορφη θερμοκρασία T_A , αν και αυτό δεν είναι το ίδιο με την θερμοκρασία δικτύου. Τελικά σύμφωνα με την **Principle of detailed Balance** πρέπει ρητά να εξετάσουμε τον ανασυνδυασμό Auger ως την αντίστροφη διαδικασία της κρούσης ιονισμού.

Θα εξετάσουμε τώρα την θερμοκρασία και τις ηλεκτροχημικές δυνατότητες των ηλεκτρονίων και οπών κάτω από αυτές τις συνθήκες. Η πιο απλή απάντηση, δυστυχώς, ίσως είναι το πιο δύσκολο να καταλάβουμε. Είναι βασισμένο στην διαφορά μεταξύ θερμοποίησης και κρούσης ιονισμού ενώ

κατά την διάρκεια θερμοποίησης, με διασκορπισμό φωτονίων, κανένα από τα ηλεκτρόνια (οι οπές) εκμηδενίζονται ή απορροφώνται, ώστε ο αριθμός τους να παραμείνει συνεχές, κατά τη διάρκεια κρούσης ιονισμού και την διαδικασία αντιστροφής της, ανασυνδυασμός Auger, ο αριθμός των ηλεκτρονίων και οπών αλλάζει. Αυτό έχει σημαντικές επιπτώσεις των αξιών των ηλεκτροχημικών δυνατοτήτων των ηλεκτρονίων και οπών. Η αλλαγή στον αριθμό σωματιδίων από κρούση ιονισμού και ανασυνδυασμό Auger απεριόριστα εκτός από την κατάσταση να ιδρυθεί το ελάχιστο της Ελεύθερης Ενέργειας των ηλεκτρονίων και των οπών. Άρα

$$dF = \dots + \eta_e dN_e + \eta_h dN_h + \dots = 0 .$$

Με κρούση ιονισμού και ανασυνδυασμό Auger, ηλεκτρόνια και οπές πάντα δημιουργούνται ή εκμηδενίζονται σε ζευγάρια, αυτό είναι $dN_e = dN_h = dN$ και

$$dF = \dots + (\eta_e + \eta_h) dN + \dots = 0 .$$

Διότι ο αριθμός των σωματιδίων δεν παραμένει συνεχές και δεν είναι δεμένο με άλλους αριθμούς σωματιδίων όπως σε μια χημική αντίδραση, $dN \neq 0$ ώστε

$$\eta_e + \eta_h = 0.$$

Θα προσπαθήσουμε να κάνουμε αυτό το αποτέλεσμα πιο εύλογο. Ας υποθέσουμε ότι η Ελεύθερη Ενέργεια των ηλεκτρονίων και οπών περιγράφει μια στάση με $\eta_e + \eta_h > 0$. Με μια μείωση στον αριθμό σωματιδίων εξαιτίας του ανασυνδυασμού Auger, π.χ. με $dN < 0$ και άρα $dF < 0$, η Ελεύθερη Ενέργεια μπορεί να μειωθεί περαιτέρω. Με την μείωση στον αριθμό των σωματιδίων, $\eta_e + \eta_h$ επίσης μειώνεται μέχρι για $\eta_e + \eta_h = 0$ μια περαιτέρω μείωση των αριθμών σωματιδίων δεν μειώνει άλλο την Ελεύθερη Ενέργεια και ισορροπία έχει ιδρυθεί μεταξύ κρούσης ιονισμού και ανασυνδυασμού Auger. Αφότου, η συνολική ενέργεια του συστήματος ηλεκτρόνια-οπών διατηρείται, με το να μειώσουμε τον αριθμό σωματιδίων, ο επανασυνδυασμός Auger οδηγεί σε μια αύξηση στην ενέργεια ανά σωματίδιο, π.χ. στην αυστηρή κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων και οπών. Αυτό με τη σειρά οδηγεί σε αύξηση της θερμοκρασίας τους, και στον αριθμό ηλεκτρονίων και οπών ικανά να λάβουν μέρος σε κρούση ιονισμού, μέχρι που η τιμή κρούσης ιονισμού είναι ακριβώς ίδια με την τιμή ανασυνδυασμού Auger και $\eta_e + \eta_h = 0$. Αν ωστόσο διασκορπισμός με άτομα δικτύου ανασυνδυασμού Auger και κρούση ιονισμού, όλα συμβαίνουν σε υψηλές τιμές, η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων και οπών θα είναι η ίδια με την θερμοκρασία δικτύου, και σε ισορροπία με κρούση ιονισμού και ανασυνδυασμού Auger, η μόνη πιθανή κατάσταση είναι ένα με $T_{eh} = T_0$ και $\eta_e + \eta_h = 0$, το οποίο δεν επιτρέπει την μετατροπή ενέργειας. Άρα είναι πολύ σημαντικό ότι η θερμοποίηση και κρούση ιονισμού δεν εμφανιστούν ταυτόχρονα και με όμοιες πιθανότητες. Δεν θα βελτίωση την επάρκεια των ηλιακών κυττάρων αλλά στην πραγματικότητα να την μειώσει, εάν η πιθανότητα για κρούση ιονισμού (και ανασυνδυασμού Auger αναπόφευκτα) αυξανόταν ελάχιστα ενώ η αλληλεπίδραση με φωτόνια κυριαρχούσε.

Άρα καθιερώνουμε το γεγονός ότι η αλληλεπίδραση με τις δονήσεις δικτύου διατηρεί την θερμοκρασία στο σύστημα ηλεκτρονίων-οπών συνεχές σε θερμοκρασία δικτύου T_0 και, σε έκθεση σε φως, παράγει μια κατάσταση με $\eta_e + \eta_h > 0$. Κρούση ιονισμού και ανασυνδυασμού Auger, από την άλλη, διατηρούν μια κατάσταση με κανέναν διαχωρισμό των ενεργειών Fermi, $\eta_e + \eta_h = 0$ αλλά στην απουσία της αλληλεπίδρασης με τις δονήσεις δικτύου και σε έκθεση στο φως, παράγει κατάσταση με $T > T_0$.

Το πρόβλημα το πως να αποκτηθεί ηλεκτρική ενέργεια από θερμά ηλεκτρόνια και οπές παραμένει να λυθεί. Ενεργειακή μετατροπή με μέσα κρούσης ιονισμού πρώτα παράγει θερμά ηλεκτρόνια και οπές χωρίς χημική ενέργεια. Η χημική ενέργεια και τελικά ηλεκτρική ενέργεια πρέπει να αποκτηθεί σε επόμενα βήματα.

5.4.1 Θερμά ηλεκτρόνια από κρούση ιονισμού

Η θερμοκρασία T_A των ηλεκτρονίων και οπών στον απορροφητήρα μπορεί να βρεθούν πολύ εύκολα από το μέγεθος της εκπομπής ηλεκτρικής ενέργειας. Σε αντίθεση με την αλληλεπίδραση των φωτονίων, όπου σε ανοιχτό κύκλωμα το ρεύμα φωτονίων που εκπέμπεται είναι ίσο με το ρεύμα φωτονίων που απορροφάται, για κρούση ιονισμού σε ανοιχτό κύκλωμα το ενεργειακό ρεύμα που εκπέμπεται πρέπει να είναι ίσο με το απορροφημένο ενεργειακό ρεύμα, Καθώς με σύγκρουση ιονισμού/ανασυνδυασμού Auger το

σύστημα ηλεκτρόνια-οπές δεν χάνει ενέργεια. Η χημική δυνατότητα των φωτονίων που εκπέμπονται είναι $\mu_\nu = \eta_e + \eta_h = 0$, και μπορούμε να υπολογίσουμε την θερμοκρασία T_A των ηλεκτρονίων και οπών χρησιμοποιώντας τον νόμο του Planck στη **Eq.(2.3.2)** για το ενεργειακό ρεύμα που εκπέμπεται. Για μέγιστη συγκέντρωση από την συνεπαγόμενη ηλιακή ακτινοβολία βρίσκουμε, βεβαίως, $T_A = T_s$ σε ανοιχτό κύκλωμα.

5.4.2 Ενεργειακή μετατροπή με θερμά ηλεκτρόνια και οπές

Για συμβατικά ενεργειακά κύτταρα βασισμένα στη θερμοποίηση των ηλεκτρονίων και οπών στον απορροφητήρα, πλήρης μετατροπή της χημικής ενέργειας σε ηλεκτρική ενέργεια επιτεύχθηκε με μεμβράνες, n-τύπου για την μεταφορά των ηλεκτρονίων σε μια επαφή και p-τύπου για την μεταφορά των οπών στην άλλη επαφή. Αυτού του τύπου μεμβράνης δεν είναι επαρκές για θερμούς μεταφορείς. Επιπλέον στην εκλεκτική μεταφορά από ηλεκτρόνια και οπές, οι μεμβράνες πρέπει επίσης τώρα να υπηρετούν την θερμοδυναμική λειτουργία το να παράγουν χημική ενέργεια από την θέρμανση των ηλεκτρονίων και οπών με τα να τα παγώνουν στην θερμοκρασία περιβάλλοντος.

Θα συζητήσουμε αυτό το πρόβλημα για τα ηλεκτρόνια, η λύση μπορεί εύκολα να εφαρμοστεί στις οπές επίσης. Αν επιτρέψουμε μια συναλλαγή ηλεκτρονίων μεταξύ απορροφητήρα και μεμβρανών για όλες τις ηλεκτρικές ενέργειες στο απορροφητήρα, η θερμοποίηση των ηλεκτρονίων στις μεμβράνες θα οδηγήσει σε μεγάλη απώλεια ενέργειας από $\frac{3}{2}kT_A$ στον απορροφητήρα μέχρι $\frac{3}{2}kT_0$ στην μεμβράνη(λιγότερο, ωστόσο, από ότι σε συμβατικό ηλιακό κύτταρο). Δεύτερον με την απρόσκοπτη συναλλαγή ηλεκτρονίων μεταξύ του απορροφητήρα και της μεμβράνης, τα ηλεκτρόνια μέσα στον απορροφητήρα θα παγώσουν και δεν θα είναι πια ικανά για κρούση ιονισμού. Αυτό θα έχει σαν αποτέλεσμα μια κατάσταση $\eta_e + \eta_h = 0$ και $T_A = T_0$. Ωστόσο, όπως έχουμε δει νωρίτερα, η ολική απώλεια ενέργειας που δημιουργήθηκε από θερμοποίηση μπορεί να αποφευχθεί, αν τα ηλεκτρόνια στην μεμβράνη καταλαμβάνουν καταστάσεις σε στενό εύρος ΔE_e στην ενέργεια E_e , όπως φαίνεται στο Σχέδιο 8.9.

Για $\Delta E_e < kT_0$ η κατάληψη των ηλεκτρονίων καταστάσεων στη μεμβράνη δεν μπορεί ουσιαστικά να αλλάξει με αλληλεπίδραση με φωτόνια. Ως αποτέλεσμα η εντροπία των ηλεκτρονίων επίσης παραμένει χωρίς αλλαγή και η θερμοποίηση λαμβάνει μέρος ισοτροπικά. Καθώς ο αριθμός των σωματιδίων παραμένουν συνεχές κατά την διάρκεια θερμοποίησης στην μεμβράνη, η ηλεκτροχημική δυναμική των ηλεκτρονίων αυξάνεται. Το Σχέδιο 8.9 επιδεικνύει ότι η ίδια διαδικασία λαμβάνει μέρος με τις οπές σε ενέργεια E_h στην μεμβράνη οπής. Η ισοτροπική ψύξη ωστόσο παράγει χημική και ηλεκτροχημική ενέργεια ανά ζευγάρι ηλεκτρόνιο-οπή.

$$\mu_e + \mu_h = \eta_e + \eta_h = (E_e + E_h)(1 - T_0/T_A) . \quad (8.8)$$

Η διευθέτηση του σχεδίου 8.9 είναι λειτουργικό ηλιακό κύτταρο. Η τάση είναι

$$V = (\eta_e + \eta_h)/e , \quad (8.9)$$

και το ρεύμα είναι

$$j_Q = e(jE_{,absorbed} - jE_{,emitted})/(E_e + E_h) . \quad (8.10)$$

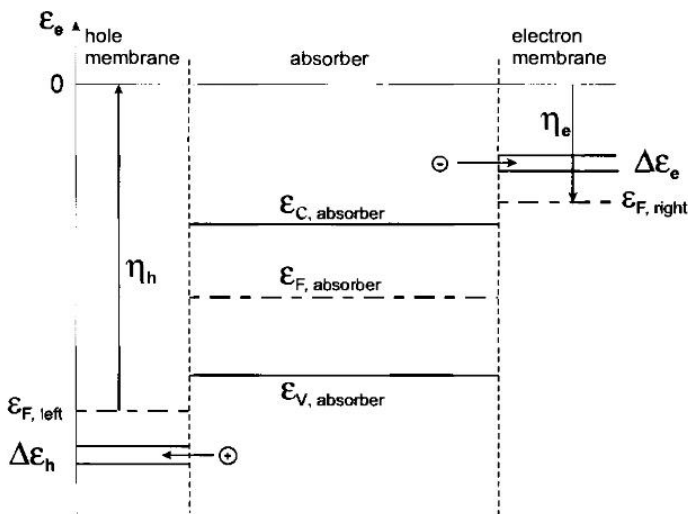


Figure 8.9: Energies of electrons and holes in the absorber, in which impact ionization and Auger recombination are in equilibrium at $T_A > T_0$, and in membranes through which electrons and holes flow outwards and where they are in temperature equilibrium with the environment at $T = T_0$.

Μπορούμε να οραματιστούμε την λειτουργία της με το να αυξήσουμε το ρεύμα από μηδέν, η κατάσταση ανοιχτού κυκλώματος, όπου το εκπεμπόμενο ενεργειακό ρεύμα είναι ισότιμο στο απορροφημένο ενεργειακό ρεύμα. Με αυξανόμενο ρεύμα η ενέργεια στο σύστημα ηλεκτρόνιο-οπή μειώνεται και μαζί του η θερμοκρασία του ηλεκτρόνιο-οπής T_A μέσα στον απορροφητήρα. Εξαιτίας της χαμηλότερης θερμοκρασίας, το εκπεμπόμενο ρεύμα μειώνεται και επίσης η τάση. Το ρεύμα αυξάνεται μέχρι, σε τάση μηδέν, η κατάσταση βραχυκυκλώματος αποκτιέται. Ένα ακόμα μεγαλύτερο ρεύμα μπορεί να αποτραβηχτεί με το να εφαρμοστεί μια αρνητική τάση, ξοδεύοντας ενέργεια από μπαταρία, το οποίο θα παγώσει τα υπολειπόμενα ηλεκτρόνια και οπές στο $T_A < T_0$.

Είναι ενδιαφέρον ότι η τάση του ανοιχτού κυκλώματος είναι καθορισμένο από ενέργειες στις οποίες τα ηλεκτρόνια και οι οπές μετακινούνται και όχι από το υλικό του απορροφητήρα. Αν οι τιμές της μετακίνησης ηλεκτρονίων και οπών είναι μικρές σε σύγκριση με τις τιμές της σύγκρουσης κρούση ιονισμού ανασυνδυασμού Auger και από σκέδαση φορέων-φορέων, το οποίο υποθέτουμε να είναι η περίπτωση, η ισορροπία τους δεν θα επηρεαστεί από την διαδικασία μετακίνησης. Τα ηλεκτρόνια και οπές που μετακινούνται στις ενέργειες ϵ_e και ϵ_h γρήγορα θα ανανεωθούν από σύγκρουση ιονισμού Auger ανασυνδυασμό και σκέδαση φορέα. Παρόλο που το ρεύμα φορτίου και η τάση εξαρτώνται από τις ενέργειες με τα οποία τα ηλεκτρόνια και οι οπές μετακινούνται, είναι εκπληκτικό ότι το ρεύμα φορτίου που διανέμεται από το κύτταρο, που αποκτιέται με πολλαπλασιασμό Eqs (8.9) και (8.10), είναι ανεξάρτητο από τις μετακινούμενες ενέργειες. Μεγάλες μετακινούμενες ενέργειες δίνουν μεγάλη τάση και μικρό ρεύμα και μικρές μετακινούμενες ενέργειες δίνουν μεγάλο ρεύμα και μικρή τάση, και τα δύο έχουν ως αποτέλεσμα το ίδιο ενεργειακό ρεύμα.

Η απόδοση είναι μέγιστη σε μέγιστη συγκέντρωση της ηλιακής ακτινοβολίας. Όταν η θερμοκρασία T_A των ηλεκτρονίων και οπών είναι ίσο με την θερμοκρασία T_s του ηλίου σε ανοιχτό κύκλωμα. Αφότου στην απουσία αλληλεπίδρασης με τις δονήσεις δικτύου η

απορροφημένη ενέργεια παραμένει στο σύστημα ηλεκτρόνιο-οπλή, είναι πλεονέκτημα να απορροφηθεί όσο περισσότερη με την μείωση της ζώνης κενού ϵ_G του απορροφημένου υλικού στο μηδέν. Το σύστημα ηλεκτρόνιο-οπλή τότε είναι μαύρο σώμα και, σύμφωνα με Eq (2.24), απορροφά το ενεργειακό ρεύμα σT_s^4 και εκπέμπει το ενεργειακό

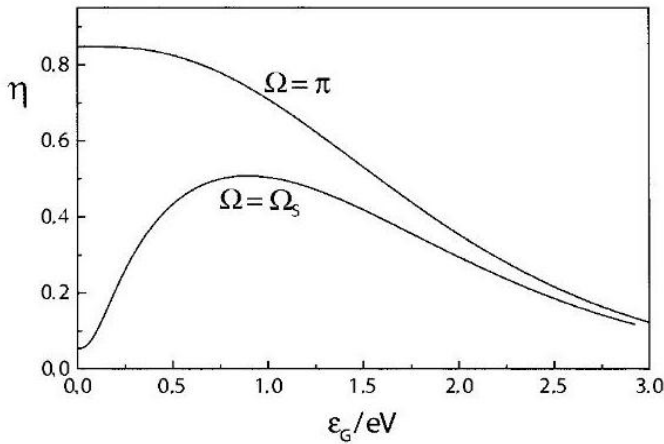


Figure 8.10: Efficiency for a hot carrier cell with impact ionization for non-concentrated incident solar radiation with $\Omega = \Omega_s$ and for maximum concentration with $\Omega = \pi$.

ρεύμα σT_A^4 και την θερμοκρασία T_A . Με Eqs (8.9) και (8.10) η απόδοση με την οποία η ηλεκτρική ενέργεια διανέμεται είναι

$$\eta = \frac{j_Q V}{\sigma T_s^4} = \frac{\sigma(T_s^4 - T_A^4)}{\sigma T_s^4} \left(1 - \frac{T_0}{T_A}\right) = \left(1 - \frac{T_A^4}{T_s^4}\right) \left(1 - \frac{T_0}{T_A}\right) \quad (8.11)$$

και άρα είναι πανομοιότυπα με την επάρκεια της ιδανικής ηλιακής θερμικής μηχανής στο Eq (2.52) στην ενότητα 2.1.1 και της διαδικασίας θερμοβολταϊκής μετατροπής που συζητήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Η απόδοση έχει την μέγιστη αξία του $\eta_{\max} = 0.85$ σε θερμοκρασία του συστήματος ηλεκτρόνιο-οπλή σε $T_A = 2478\text{K}$, αν υποθέσουμε μια θερμοκρασία της $T_s = 5800\text{K}$ για τον ήλιο.

Το Σχέδιο 8.10 δείχνει ότι η απόδοση σε πλήρη συγκέντρωση μειώνεται με αυξανόμενο ενεργειακό κενό, εξαιτίας της μειωμένης απορροφητικότητας. Χωρίς συγκέντρωση, για $\Omega = \Omega_s$, Αυτό για AMO διάχυση, ωστόσο, ένα μη μηδενικό ενεργειακό κενό είναι προτιμότερο, αλλιώς περισσότερα φωτόνια θα εκπέμπονται από το να απορροφούνται σε μικρές ενέργειες φωτονίων. Για $\epsilon_G > 0$ η ισορροπία γίνεται προτιμότερη.

Μια προηγούμενη πρόταση για ένα θερμό-μεταφορέα ηλιακό κύτταρο από Ross and Nasik το οποίο δεν εξηγεί για κρούση ιονισμού και Auger ανασυνδυασμό, βρίσκει υψηλές επάρκειες για στενούς κενού ημιαγωγούς κάτω από λιγότερη από μέγιστη συγκέντρωση της ηλιακής ακτινοβολίας. Όμοιο με ένα συμβατικό ηλιακό κύτταρο η διαδικασία φορέα-φορέα σκέδαση ενώ οδηγεί σε ομοιόμορφη θερμοκρασία, υποτίθεται ότι αφήνει τον αριθμό των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπλή αμετάβλητο, αυξάνοντας από ένα για κάθε απορροφημένο φωτόνιο και μειώνοντας από ένα για κάθε εκπεμπόμενο φωτόνιο. Αυτή η υπόθεση οδηγεί σε υψηλές θερμοκρασίες και αρνητικές χημικές δυναμικές των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπλή για λιγότερο από ολική συγκέντρωση. Αφότου τα ηλεκτρόνια και οπές αποσύρονται διαμέσου μόνο-ενεργειακές επαφές, διασκορπισμός των φορέων το ένα με το άλλο είναι αναγκαίο για να αναπληρωθούν οι φορείς στο ενεργειακό δίκτυο από όπου

έχουν αποσυρθεί. Ένα πρόβλημα είναι ότι η διάκριση μεταξύ του διασκορπισμού το οποίο κρατά τις συγκεντρώσεις φορέων συνεχές ενώ η κρούση ιονισμού και Auger ανασυνδυασμός δεν, είναι φυσικά αδύνατο σε στενού κενού ημιαγωγούς. Το πρόβλημα γίνεται φανερό για την περίπτωση όπου ηλεκτρόνιο-οπτή ζευγάρια αποσύρονται με μια ενέργεια μικρότερη από την μέσο όρο ενέργεια των απορροφημένων φωτονίων. Όσο περισσότερα ζευγάρια ηλεκτρόνιο-οπτή αποσύρονται, τόσο περισσότερη ενέργεια ανά ζευγάρι μαζεύεται για τα υπολειπόμενα ζευγάρια ηλεκτρόνιο-οπτή. Ως αποτέλεσμα, η θερμοκρασία τους αυξάνεται πέρα από κάθε λογικό όριο, πολύ πέρα από την θερμοκρασία του ηλίου. Τέτοια προβλήματα συναντώνται όταν λαμβάνεται έποψη η κρούση ιονισμού και Auger ανασυνδυασμό.

5.5 Δύο βημάτων διέγερση σε τριών επιπέδων σύστημα

Αν η αλληλεπίδραση με φωτόνια δεν μπορεί να αποφευχθεί, απώλειες θερμοποίησης μπορεί να μειωθούν με την διαίρεση του συνεπαγόμενου φάσματος πάνω από μια μετάβαση όπως έχουμε δει με κύτταρα tandem. Σε ένα τριών επιπέδων σύστημα, όπου τα επίπεδα μπορεί να είναι και ζώνες επίσης, τρεις διαφορετικές μεταβάσεις μπορεί να συμβούν σε ένα μοναδικό υλικό, απευθείας από το χαμηλότερο επίπεδο στο ανώτερο επίπεδο και επιπρόσθετα από διαδικασία δύο βημάτων από το χαμηλότερο επίπεδο στο ενδιάμεσο επίπεδο και από εκεί στο ανώτερο επίπεδο. Και στους δύο τρόπους ηλεκτρόνια παράγονται στο ανώτερο επίπεδο και οπές στο χαμηλότερο επίπεδο.

5.5.1 Ακάθαρτο φωτοβολταϊκό φαινόμενο

Στο τμήμα 3.6.2 έχουμε συζητήσει τις μη ακτινοβολικές μεταβάσεις μεταξύ ζώνες και ακάθαρτο επίπεδο. Ακαθαρσίες με ενέργειες για ηλεκτρόνια στη μέση του ενεργειακού κενού βρέθηκαν να ενισχύουν σε μεγάλο βαθμό ανασυνδυασμό, το οποίο είναι επιβλαβές για την απόδοση. Στην ανάλυση παραγωγή ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπτή από οπτικές μεταβάσεις παραμελήθηκε. Τώρα απλά κάνουμε το αντίθετο. Το μοντέλο μας τώρα επιτρέπει μόνο ακτινοβολικές μεταβάσεις μεταξύ από τις ζώνες και προς και από ακάθαρτο επίπεδο. Θερμοποίηση των ελεύθερων φορτισμένων φορέων θεωρείτε, αλλά όχι κρούση ιονισμού ή μη ακτινοβολικού ανασυνδυασμού.

Το μοντέλο, όπως φαίνεται στη φιγούρα 8.1.1, έχει θέσεις στη ζώνη σθένους με $\epsilon_e \leq \epsilon_v$ στο ακάθαρτο επίπεδο ϵ_{imp} και στη ζώνη αγωγιμότητας με $\epsilon_c \geq \epsilon_c$. Με προϋπόθεση να αξιοποιήσει ιδανικά το συνεπαγόμενο φάσμα, τα φωτόνια θα διανεμηθούν σε διαφορετικές μεταβάσεις με τέτοιο τρόπο όπου τα φωτόνια ικανά για υψηλότερη ενεργειακή μετάβαση, πχ ζώνη-ζώνη, δεν σπαταλούνται σε χαμηλότερες ενεργειακές μεταβάσεις. Για την ακάθαρτη ενέργεια ϵ_{imp} στο χαμηλότερο από μισό του ενεργειακού κενού (όχι στη μέση), φωτόνια που έχουν ενέργειες $\epsilon_{imp} - \epsilon_v \leq \hbar\omega < \epsilon_c - \epsilon_{imp}$ απορροφούνται αποκλειστικά σε μεταβάσεις από την ζώνη σθένους στην ακαθαρσία. Φωτόνια που έχουν $\epsilon_c - \epsilon_{imp} \leq \hbar\omega < \epsilon_c - \epsilon_v$ απορροφώνται αποκλειστικά από σε μεταβάσεις από ακαθαρσία στη ζώνη αγωγιμότητας, και φωτόνια που έχουν $\hbar\omega \geq \epsilon_c - \epsilon_v$ παρέχουν για ζώνη-ζώνη μεταβάσεις.

Οι απορροφημένες ιδιότητες των ακαθαρσιών χαρακτηρίζονται από οπτικές διατομές, $\sigma_{v,i}$ για μεταβάσεις από την ζώνη σθένους στην ακαθαρσία και $\sigma_{i,c}$ για μεταβάσεις από

την ακαθαρσία στην ζώνη αγωγιμότητας. Οπτικές διατομές είναι ίδια σειρά μεγέθους όπως οι γεωμετρικές διατομές, 10^{-15} cm^2 είναι μια τυπική αξία. Παρόλο που οι οπτικές διατομές διαφέρουν με ενέργεια, υποθέτουμε ότι αυτά είναι συνεχές σε ενεργειακό φάσμα των απορροφημένων φωτονίων.

8.5 Two-step excitation in three-level systems

169

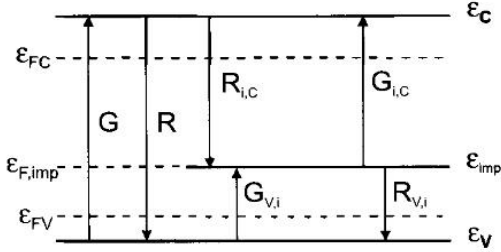


Figure 8.11: In addition to radiative band-band transitions with the rates G and R , radiative transitions between the bands and the impurity are taken into account. Non-radiative transitions are excluded.

Τα ηλεκτρόνια και οι οπές υποτίθεται ότι έχουν υψηλή κινητικότητα με αποτέλεσμα την ομοιογενή τους διανομή, παρόλο που παράγονται ανομοιόμορφα. Η σταθερή θέση συγκέντρωσης τα οποία ανήκουν σε μια δοσμένη αξία του φορτισμένου ρεύματος, ακολουθούν από τις συνεχόμενες εξισώσεις για τις πυκνότητες σωματιδίων, στις οποίες, επιπρόσθετα από την παραγωγή και ανασυνδυασμό θεωρούμε την συνεισφορά στο φορτίο ρεύματος με την εκτροπή των ρευμάτων ηλεκτρονίων και οπών. Από τις συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και οπών, το σύνολο των ηλεκτροχημικών δυναμικών και άρα η τάση μπορεί να προέλθει. Η συνεχόμενες εξισώσεις είναι

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = G_{bb} + G_{i,c} - R_{bb} - R_{i,c} - \text{div } j_e = 0 \quad (8.12)$$

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = G_{bb} + G_{v,i} - R_{bb} - R_{v,i} - \text{div } j_h = 0 \quad (8.13)$$

$$\frac{\partial n_{e,imp}}{\partial t} = R_{i,c} - G_{i,c} + G_{v,i} - R_{v,i} = 0 \quad (8.14)$$

Στην τελευταία εξίσωση η εκτροπή του ρεύματος σωματιδίου λείπει, αφότου τα ηλεκτρόνια στις ακαθαρσίες θεωρούνται ακίνητα, άρα δεν συνεισφέρουν στο ρεύμα.

Καθώς αυτές οι τρεις εξισώσεις δεν είναι ανεξάρτητες, χρειαζόμαστε το φορτίο ουδετερότητας ως επιπρόσθετη εξίσωση, όπως στο τμήμα 3.6.2. Ως αποτέλεσμα της υψηλής απορροφητικής ζήτησης, ωστόσο, η ακάθαρτη συγκέντρωση n_{imp} δεν είναι τώρα πια αμελητέο σε σύγκριση με τις πυκνότητες των ηλεκτρονίων και οπών. Για αυτό το λόγο, οι περισσότερες ακαθαρσίες πρέπει να είναι ηλεκτρικά αμελητέες, δηλαδή είτε να είναι κατειλημμένες, αν είναι σαν δότες, η μη κατειλημμένες αν είναι σαν δέκτες. Και οι δύο καταστάσεις είναι δυσμενείς για την επιθυμητή ακάθαρτη απορρόφηση, καθώς για μεταβάσεις από την ζώνη σθένους στην ακαθαρσία πρέπει να είναι μη κατειλημμένα, και για μεταβάσεις από την ακαθαρσία στην ζώνη αγωγιμότητας πρέπει να είναι κατειλημμένα. Η μικρότερη από τις δύο μεταβατικές αναλογίες θα προσδιορίσει τον βαθμό στο οποίο τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται στην ζώνη αγωγιμότητας και οι οπές στην ζώνη σθένους με δύο βημάτων ακάθαρτες μεταβάσεις. Για ιδανικές απορροφητικές ιδιότητες, άρα διαλέγουμε μισές από τις ακάθαρτες να είναι σαν δότες και μισές σαν δέκτες, και

$$\rho_Q = e(n_h - n_e + n_{imp}/2 - n_{e,imp}) = 0. \quad (8.15)$$

Εναλλακτικά αν οι ακάθαρτες είναι σαν δότες, μια πιθανότητα κατάληψης του $\frac{1}{2}$ κατορθώνετε με ντοπάρισμα του υλικού επιπρόσθετα με μισά απ τόσους ρηχούς αποδέκτες όσο είναι οι ακάθαρτες. Έτσι η αλλιώς, η ενέργεια Fermi στο σκοτάδι πρέπει να συμπίπτει με το ακάθαυτο επίπεδο.

Οι παραγόμενες αναλογίες, κατά μέσο όρο σε πυκνότητα d , δίνονται απο

$$\begin{aligned} G_{bb} &= \frac{1}{d} \int_{\epsilon_C - \epsilon_V}^{\infty} a_{bb} dj_{\gamma}(\hbar\omega) \\ G_{i,C} &= \frac{1}{d} \int_{\epsilon_C - \epsilon_{imp}}^{\epsilon_C - \epsilon_V} a_{i,C} dj_{\gamma}(\hbar\omega) \\ G_{V,i} &= \frac{1}{d} \int_{\epsilon_{imp} - \epsilon_V}^{\epsilon_C - \epsilon_{imp}} a_{V,i} dj_{\gamma}(\hbar\omega) \end{aligned} \quad (8.16)$$

Η απορροφητικότητα για τις ζώνη-ζώνη μεταβάσεις υποτίθεται να είναι $a_{bb} = 1$, ενώ οι απορροφήσεις για τις ακάθαρτες μεταβάσεις εξαρτώνται από συγκέντρωση και κατάληψη των ακάθαρτων

$$a_{i,C} = 1 - \exp(-\alpha_{i,C} d) \quad a_{V,i} = 1 - \exp(-\alpha_{V,i} d),$$

όπου οι συντελεστές απορροφήσεως από την Eq (3.96)

$$\alpha_{i,C} = \sigma_{i,C} n_{imp} (f_i - f_C) \quad \text{and} \quad \alpha_{V,i} = \sigma_{V,i} n_{imp} (f_V - f_i)$$

Αυτές οι εξισώσεις προσδιορίζουν τις τιμές παραγωγής εξαιτίας του φωτισμού, αλλά και επίσης στη θέση σκοτάδι με το συνεπαγόμενο 300K ακτινοβολία φόντου. Σύμφωνα με την Principle of Detailed Balance, σε αυτήν τη θέση χημικής ισορροπίας με την ακτινοβολία φόντου, οι τιμές ανασυνδυασμού πρέπει να έχουν την ίδια αξία με τις τιμές παραγωγής. The Principle of Detailed Balance, λογίζεται, εάν γράψουμε τις τιμές ανασυνδυασμού σε όρους του γενικευμένου PLANCK νόμο ακτινοβολίας. Οι τιμές της καθόδων μεταβάσεων ανά ενέργεια από ένα επίπεδο j σε επίπεδο i , κατά μέσο όρο σε πυκνότητα d είναι, από Eq (3.101)

$$\frac{dR_{i,j}}{d\hbar\omega} = \frac{1}{d} a_{i,j} \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3 c_0^2} \frac{(\hbar\omega)^2}{\exp\left[\frac{\hbar\omega - (\epsilon_{F,j} - \epsilon_{F,i})}{kT} - 1\right]} \quad (8.17)$$

Αυτή η τιμή ενσωματώνεται στο ενεργειακό φάσμα συνδεδεμένο με την ζώνη σε ζώνη, ζώνη σθένους σε ακαθαρσία και ακαθαρσία σε ζώνη αγωγιμότητας, για να δώσει τις πραγματικές τιμές ανασυνδυασμού.

Το φορτίο ρεύματος j_Q τελικά προέρχεται από το ολοκλήρωμα από την εκτροπή του ρεύματος ηλεκτρονίου (η το ρεύμα οπής) σε πυκνότητα d του κυττάρου και, εξαιτίας της υποτιθέμενης ομοιογενούς διανομής των ηλεκτρονίων και οπών, δίνεται με

$$j_Q = -e \operatorname{div} j_e d = -e \operatorname{div} j_h d. \quad (8.18)$$

Για ένα δοσμένο φορτίο ρεύματος οι συνεχείς εξισώσεις (8.12) και (8.14) λύνονται για τις θέσεις των ενεργειών Fermi που υποτάσσονται σε φορτίο ουδετερότητας. Αυτό παραχωρεί το ρεύμα-τάση χαρακτηριστικό του κυττάρου, αφότου η τάση δίνεται από $V = (\epsilon_{FC} - \epsilon_{FV})/e$. Από το μέγιστο σημείο ισχύος η επάρκεια τελικά προσδιορίζεται. Το

αποτέλεσμα για διαφορετικά ενεργειακά κενά και ιδανικές θέσεις της ακάθαρτης τιμής φαίνεται στο Σχέδιο 8.12 για την AMO διάχυση. Για αυτόν τον υπολογισμό μια υψηλή ακάθαρτη συγκέντρωση υποτέθηκε διασφαλίζοντας $a_{i,c} = a_{v,i} = 1$. Η εξίσωση που περιγράφεται παραπάνω, ωστόσο, μας επιτρέπει να λογοδοτήσουμε για μικρότερες συγκεντρώσεις και ανεπαρκές κατάληψη των ακαθαρσιών, οι οποίες και να διαφέρουν στην πορεία του ρεύμα-τάση χαρακτηριστικού.

8.5 Two-step excitation in three-level systems

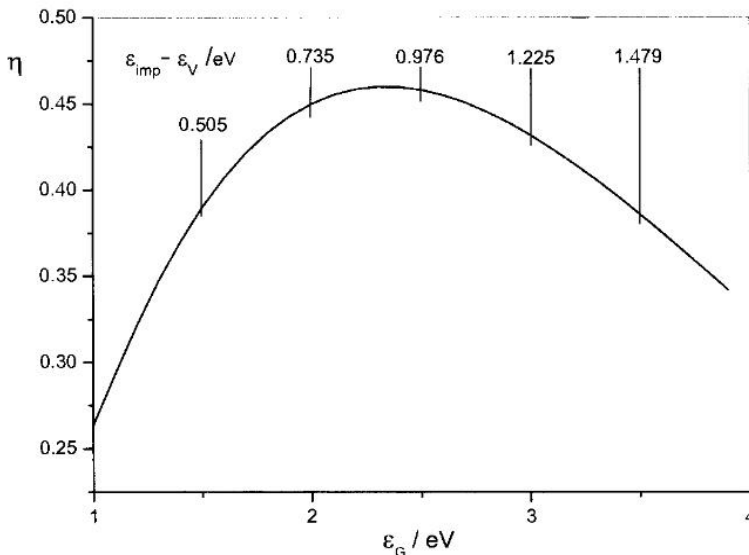


Figure 8.12: Efficiency as a function of the energy gap $\epsilon_C - \epsilon_V$ for radiative band-band transitions and radiative transitions between the bands and an impurity level at ϵ_{imp} . Non-radiative transitions are excluded. The numbers at the curve give the optimal position of the impurity level with regard to the valence band for selected band gaps.

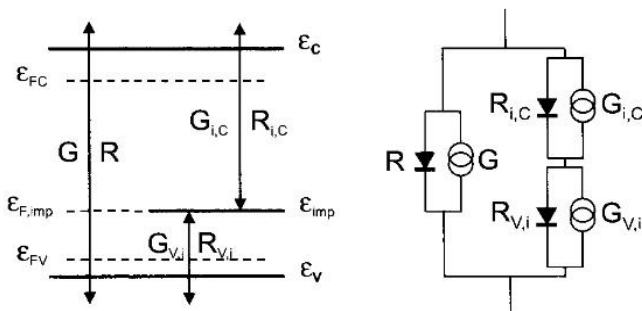


Figure 8.13: Equivalent circuit for a solar cell with an impurity level between valence and conduction bands as shown in Figure 8.11.

Η επάρκεια φτάνει σε μέγιστη αξία $\eta = 0.46$ για ενεργειακό κενό $\epsilon_C - \epsilon_V = 2.4\text{eV}$ και ακάθαρτη τιμή $\epsilon_{imp} - \epsilon_V = 0.93\text{eV}$.

Αυτό το αποτέλεσμα μας θυμίζει την βελτίωση της επάρκειας των κυττάρων Tandem, αφότου και εδώ, το συνεπαγόμενο φάσμα διαιρείτε σε διαφορετικές μεταβάσεις οι οποίες οδηγούν σε μικρότερες απώλειες θερμοποίησης. Το Σχέδιο 8.13 δείχνει ότι η κατάληψη των διάφορων θέσεων αντιπροσωπεύεται από περισσότερο από δύο, κυρίως τρεις, διαφορετικές ενέργειες Fermi, μια κατάσταση για μειωμένες απώλειες θερμοποίησης όπως είναι γνωστό από την συζήτηση των κυττάρων Tandem. Στην πραγματικότητα, αφότου η τιμή των μεταβάσεων ανασυνδυασμού προσδιορίζεται από την διαφορά

μεταξύ των ενεργειών Fermi, για τις θέσεις που συμμετέχουν, κάθε μετάβαση μπορεί να προσδιοριστεί από ρεύμα-τάση χαρακτηριστικό. Αυτό οδηγεί στο αντίστοιχο κύκλωμα που φαίνεται στο Σχέδιο 8.13. Το ηλιακό κύτταρο που αντιπροσωπεύει την ζώνη-ζώνη μετάβαση συνδέεται στην παράλληλη

σε κατά σειρά σύνδεση δύο ηλιακών κυττάρων αντιπροσωπεύοντας τις μεταβάσεις που περιλαμβάνει το ακάθαρτο επίπεδο. Διαφορές στις απορροφητικότητες κατά τη διάρκεια του ρεύμα-τάση χαρακτηριστικό δεν μπορεί, ωστόσο, να αντιμετωπιστεί σε ισότιμο μοντέλο κύκλωμα.

Όσο για Tandem κύτταρα, αναμένεται ότι η επάρκεια αυξάνεται όταν περισσότερα από ένα ακάθαρτο επίπεδο είναι παρών και το συνεπαγόμενο φάσμα διαιρείται σε μικρότερες μερίδες σε περισσότερες μεταβάσεις. Εξασφαλίζοντας καλές απορροφητικές ιδιότητες για όλες τις μεταβάσεις, ωστόσο, είναι πρόβλημα. Επιπλέον πρέπει να τονιστεί ο μη ακτινοβολικός ανασυνδυασμός έχει αποκλειστεί. Παρόλο που η βέλτιστη θέση του επιπέδου ακαθαρσίας για οπτικές μεταβάσεις δεν είναι στη μέση του ενεργειακού χάσματος, όπου ο μη ακτινοβολικός ανασυνδυασμός είναι πιο πιθανό, συμπεριλαμβανομένου μη ακτινοβολικού ανασυνδυασμού σίγουρα θα μειώσει την βελτίωση που αναμένεται για ακάθαρτες μεταβάσεις.

5.5.2 Πάνω και κάτω μετατροπές των φωτονίων

Μια σημαντική απώλεια της ενέργειας στο ηλιακό κύτταρο είναι εξαιτίας των φωτονίων με ενέργεια $\hbar\omega < \epsilon_G$ τα οποία δεν έχουν απορροφηθεί. Θα ήταν βολικό αν δύο η περισσότερα από τα άχρηστα φωτόνια μπορεί να μετατραπούν σε ενέργεια $\hbar\omega \geq \epsilon_G$ η οποία τότε μπορεί να απορροφηθεί από το ηλιακό κύτταρο. Στην παρακάτω συζήτηση, ϵ_G ορίζει το χάσμα ζώνης του ηλιακού κυττάρου για το οποίο μικρά ενεργειακά φωτόνια θα από-μετατραπούν. Μια τέτοια από-μετατροπή της ενέργειας φωτονίων δεν απαγορεύεται από θερμοδυναμική όπως αποδεικνύεται από το 8.14, το οποίο δείχνει μια συσκευή που αποτελείται από tandem από δύο ζώνη χάσματος ηλιακού κυττάρου συνδεδεμένα σε ένα LED. Αυτά τα ηλιακά κύτταρα απορροφούν μικρά ενεργειακά φωτόνια, και εξαιτίας της κατά σειράς συνδέσεων, παραδίδουν μια τάση η οποία είναι αρκετά μεγάλη να οδηγήσει το LED με μεγάλη ζώνη χάσματος να εκπέμπει με ενέργεια $\hbar\omega \geq \epsilon_G$ τα οποία μπορούν να απορροφηθούν από το ηλιακό κύτταρο που έχουμε κατά νου. Δεν υπάρχει αμφιβολία ότι αυτού του τύπου από-μετάβασης θα λειτουργήσει. Ένας ίσως αναρωτηθεί γιατί δεν χρησιμοποιούμε την ηλεκτρική ενέργεια από τα μικρού χάσματος ηλιακών κυττάρων απευθείας αντί να την επενδύουμε σε LED. Θυμόμαστε ότι η διευθέτηση από δύο ηλιακά κύτταρα και ένα LED στο Σχέδιο 8.14 είναι πανομοιότυπο με το ισοδύναμο κύκλωμα ενός συστήματος τριών επιπέδων που αντιπροσωπεύεται από δύο ζώνες και ένα ακάθαρτο επίπεδο στο Σχέδιο 8.13 στο προηγούμενο τμήμα

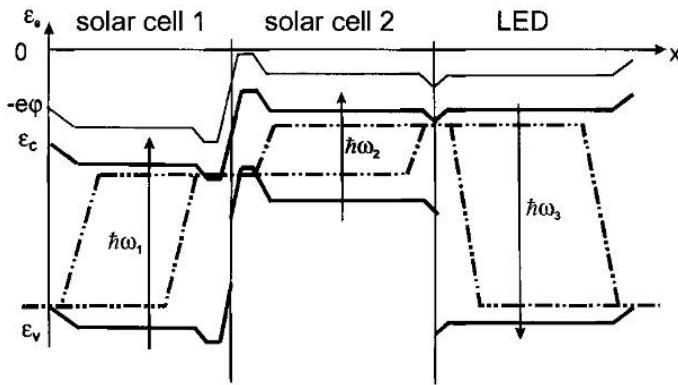


Figure 8.14: Two solar cells with small band gaps drive a LED with a large band gap, to emit photons useful for a large band gap solar cell, thereby up-converting two small energy photons into one higher energy photon.

8.5 Two-step excitation in three-level systems

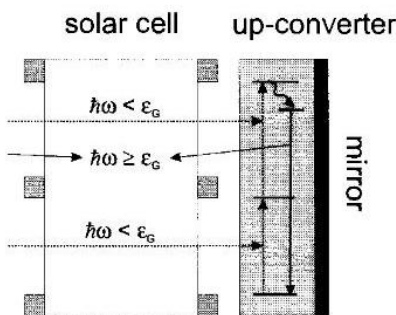


Figure 8.15: An up-converter behind a solar cell absorbs small energy photons, transmitted by the solar cell, in a 2-step excitation process. Higher energy photons with $\hbar\omega \geq \epsilon_G$ emitted by the up-converter generate additional electron-hole pairs in the solar cell.

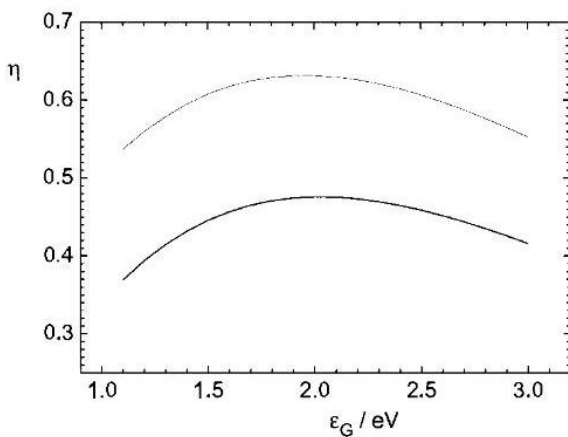


Figure 8.16: Efficiency of a solar cell as a function of its band gap ϵ_G operating with directly absorbed and with up-converted photons from a 6000 K black body spectrum, from a solid angle $\Omega_S = 6.8 \times 10^{-5}$ (thick line) and with maximum concentration from $\Omega = \pi$ (thin line).

Ένα σύστημα τριών επιπέδων τοποθετημένο πίσω από ένα ηλιακό κύτταρο μπορεί να χρησιμοποιηθεί να μετατρέψει μικρής ενέργειας φωτόνια που μεταδίδονται από ένα το ηλιακό κύτταρο σε υψηλής ενέργειας φωτόνια που παρέχονται στο ηλιακό κύτταρο, εκτός από τα φωτόνια που έχουν απορροφηθεί από απευθείας από τον ήλιο όπως φαίνεται στο Σχέδιο 8.15. Ένας καθρέφτης πίσω από τον απο- μετατροπέα εξασφαλίζει ότι όλα τα εκπεμπόμενα φωτόνια κατευθύνονται προς το ηλιακό κύτταρο. Μια κοντινή επιθεώρηση

του μη πρακτικού αλλά λειτουργικό απο-μετατροπέα στο Σχέδιο 8.14 αποκαλύπτει ότι αντιπροσωπεύεται καλύτερα από ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων από ένα σύστημα τριών επιπέδων. Το άθροισμα των ζωνών χάσματος των δύο ηλιακών κυττάρων είναι μεγαλύτερο από την ζώνη χάσματος του LED. Στην πραγματικότητα, λεπτομερής υπολογισμούς κατά μήκος της γραμμής που περιγράφεται στο τελευταίο τμήμα δείχνει ότι ενεργειακή απώλεια, που ενδείκνυται στο Σχέδιο 8.15 στο ανώτερο επίπεδο, είναι αναγκαίο να αποτρέψει τον ανασυνδυασμό των ζευγαριών ηλεκτρόνιο-οπής διαμέσου του ενδιάμεσου επιπέδου με την εκ νέου εκπομπή δύο μικρών ενεργειακών φωτονίων.

Το Σχέδιο 8.16 δείχνει μια ουσιαστική βελτίωση στην επάρκεια ενός ηλιακού κυττάρου για συνεπαγόμενο 6000 K μαύρου σώματος φάσμα. Όπως πάντα, η επάρκεια είναι μεγαλύτερη για μέγιστη συγκέντρωση από ότι για μη συγκεντρωτική ακτινοβολία. Οι πιθανές αποδόσεις ενός κυττάρου με

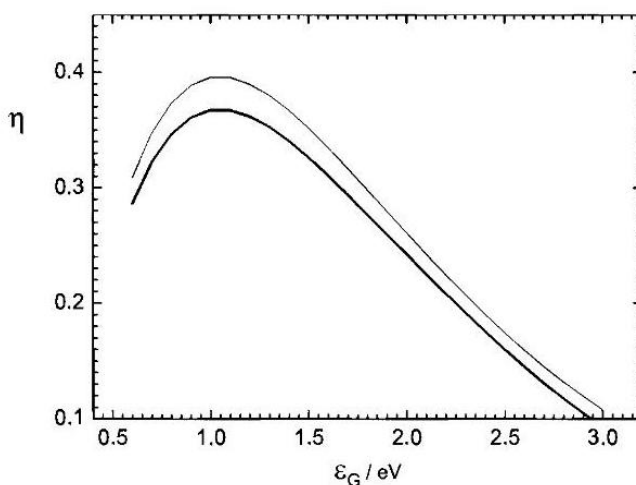


Figure 8.17: Efficiency of a solar cell as a function of its band gap ϵ_G operating with directly absorbed and with down-converted photons from a non-concentrated 6000 K black-body spectrum for a down-converter placed on the rear side of the solar cell (thin line). The efficiency for operation only with photons from the down-converter when it is placed on the front side is smaller (thick line).

απομετατροπή και ακάθαρτη φωτοβολταϊκή επίδραση είναι πολύ παρόμοια. Και τα δύο χρησιμοποιούν δύο βήματα διέγερσης για να απορροφήσουν τα αλλιώς μη απορροφητικά φωτόνια. Ο απο-μετατροπέας, ωστόσο έχει σαφή πλεονεκτήματα. Πρώτα, ο απο-μετατροπέας είναι μια καθαρή οπτική συσκευή και αποτελείται από υλικό όπως οργανική βαφή, στην οποία τα ηλεκτρόνια και οι οπές είναι πρακτικά ακίνητα, αλλά η οποία έχει υψηλή κβαντική επάρκεια. Δεύτερον, ο απο-μετατροπέας είναι μια ξεχωριστή συσκευή η οποία μπορεί να εφαρμοστεί στα υπάρχον καλά αναπτυγμένα αμφιπρόσωπα ηλιακά κύτταρα. Τρίτον, αφότου ο απο-μετατροπέας διαχωρίζεται από το ηλιακό κύτταρο, πολύ ελάχιστα παρεμβαίνει με τις διαδικασίες ανασυνδυασμού στο ηλιακό κύτταρο. Να εφαρμόσουμε έναν απο-μετατροπέα σε ηλιακό κύτταρο δεν κάνει κακό, μπορεί να βελτιώσει την επάρκεια του ηλιακού κυττάρου, ακόμα και αν δεν λειτουργεί τόσο καλά όπως θεωρητικά αποδείχτηκε.

Αφότου σε ένα τριών επιπέδων σύστημα, ο επανασχεδιασμός από το ανώτερο επίπεδο είναι πιο πιθανό διαμέσου του ενδιάμεσου επιπέδου αντί για απευθείας στο μικρότερο επίπεδο, ένα σύστημα τριών επιπέδων μπορεί να χρησιμοποιηθεί για κάτω-μετατροπή. Σε αυτή την διαδικασία, ένα υψηλό-ενεργειακό φωτόνιο απορροφάται σε μια μετάβαση από

το χαμηλότερο επίπεδο στο υψηλότερο επίπεδο. Με την πίσω μετάβαση, δια του ενδιάμεσου επιπέδου, δύο μικρά ενεργειακά φωτόνια εκπέμπονται. Όταν εφαρμοστεί σε ένα ηλιακό κύτταρο, ένας κάτω-μετατροπέας μειώνει την απώλεια θερμοποίησης που πραγματοποιήθηκε από την απορρόφηση φωτονίων με $\hbar\omega > 2\varepsilon_G$ με το να διαίρει αυτά τα φωτόνια σε δύο φωτόνια με $\hbar\omega \geq \varepsilon_G$. Αφότου υψηλά ενεργειακά φωτόνια δεν μεταδίδονται από το ηλιακό κύτταρο, το υψηλό ενεργειακό κομμάτι του φάσματος πρέπει να εκτραπούν από διχρωμικό καθρέφτη η με άλλα μέσα στο πίσω μέρος του κυττάρου, όπου ο κάτω-μετατροπέας τοποθετείτε. Επιπλέον, ένας άλλος διχρωμικός καθρέφτης που μεταδίδει υψηλά ενεργειακά φωτόνια αλλά αντανάκλα μικρά ενεργειακά φωτόνια εφαρμόζεται στο πίσω μέρος του κάτω-μετατροπέα, όπου αποτρέπει την απώλεια από μικρά ενεργειακά φωτόνια που παράγονται στον κάτω-μετατροπέα. Η επάρκεια για ένα ηλιακό κύτταρο σε συνδυασμό με έναν κάτω-μετατροπέα στο πίσω μέρος του φαίνεται στη φιγούρα 8.17 με την λεπτή γραμμή ως λειτουργία της ζώνης χάσματος του ηλιακού κυττάρου.

Μια πιο απλή και κομψή μέθοδο θα ήταν να τοποθετηθεί ο κάτω-μετατροπέας στην μπροστινή πλευρά του ηλιακού κυττάρου. Με αυτήν την διευθέτηση, όλα τα συνεπαγόμενα ηλιακά φωτόνια, τα οποία μπορεί να απορροφήσει το ηλιακό κύτταρο, τα απορροφάει ο κάτω-μετατροπέας. Φωτόνια με $\varepsilon_G \leq \hbar\omega < 2\varepsilon_G$ απορροφούνται σε μεταβάσεις στις οποίες εμπλέκεται το ενδιάμεσο επίπεδο και μεγαλύτερα ενεργειακά φωτόνια προκαλούν άμεσες μεταβάσεις από το χαμηλότερο στο υψηλότερο επίπεδο. Σχεδόν όλα τα φωτόνια που διανέμονται από τον κάτω-μετατροπέα έχουν ενέργεια $\hbar\omega > \varepsilon_G$ και μπορεί να απορροφηθούν από το ηλιακό κύτταρο. Ωστόσο, επειδή είναι στη μπροστινή πλευρά του ηλιακού κυττάρου, κανένας καθρέφτης που κατευθύνει όλα τα εκπεμπόμενα φωτόνια μέσα στο ηλιακό κύτταρο μπορεί να εφαρμοστεί και ένας μπορεί να σκεφτεί ότι αυτή η ανεπάρκεια οδηγεί σε απώλεια των ήμισυ των φωτονίων που εκπέμπεται διαμέσου της επιφάνειας προς τον ήλιο. Αυτό δεν απαραίτητα η περίπτωση. Θυμόμαστε ότι η πιθανότητα για την εκπομπή είναι αναλογικά στην πυκνότητα της θέσης των φωτονίων. Αυτό κάνει τα εκπεμπόμενα ρεύματα φωτονίων αναλογικά στο τετράγωνο του δείκτη της διάθλασης. Αν διαλέξουμε ένα υλικό για τον κάτω-μετατροπέα το οποίο έχει τον ίδιο μεγάλο δείκτη διάθλασης όπως το ηλιακό κύτταρο, όλα τα φωτόνια που εκπέμπονται προς το ηλιακό κύτταρο εισέρχονται στο ηλιακό κύτταρο χωρίς αντανάκλαση, ενώ τα περισσότερα φωτόνια που εκπέμπονται προς την μπροστινή επιφάνεια αντανάκλωνται εντελώς.

Για τον κάτω-μετατροπέα στην πίσω πλευρά του ηλιακού κυττάρου, βρίσκουμε μια μέγιστη επάρκεια περίπου 40%. Μια μικρότερη επάρκεια 36% βρίσκεται, η οποία προκαλείτε από την απώλεια των φωτονίων του κάτω-μετατροπέα, όταν ο κάτω-μετατροπέας τοποθετείτε στην μπροστινή πλευρά του ηλιακού κυττάρου. Ένας δείκτης διάθλασης του $n=3,6$ χρησιμοποιήθηκε για τον κάτω-μετατροπέα και του ηλιακού κυττάρου, το οποίο αποτρέπει την απώλεια από συνολική εσωτερική αντανάκλαση των περισσότερων φωτονίων του κάτω-μετατροπέα.

Μικρές ζώνες χάσματος ηλιακών κυττάρων είναι επωφελής σε συνδυασμό με έναν κάτω-μετατροπέα, ενώ υψηλές ζώνες χάσματος ηλιακών κυττάρων είναι ευνοϊκές με απο-μετατροπέα. Για τα δύο συστήματα, οι υπολογισμοί υπολογίζουν μόνο ακτινοβολικές μεταβάσεις, οι οποίες μπορεί, ωστόσο, να είναι πιο κοντά στην πραγματικότητα σε υλικά που δεν χρειάζονται καλές μεταφορικές ιδιότητες για ηλεκτρόνια ή οπές.

6- Προοπτική για το Μέλλον

Στο πρώτο κεφάλαιο είδαμε ότι η παρούσα ενεργειακή οικονομία δεν μπορεί να συνεχιστεί με την τωρινή μορφή, διότι είμαστε στην διαδικασία να αλλάξουμε το περιβάλλον στο οποίο ζούμε. Η ανθρωπότητα και όλα τα άλλα είδη ζωής έχουν εξελιχθεί πάνω από εκατομμύρια χρόνια με την προσαρμογή των καταστάσεων γύρω μας σε μια συνεχόμενη διαδικασία εξέλιξης. Έχουμε καλούς λόγους να περιγράψουμε αλλαγές σε αυτές τις καταστάσεις, οι οποίες είναι πολύ γρήγορες για να προσαρμοστεί η ζωή, όπως οι φυσικές καταστροφές. Η ζωή στη γη είναι ένα εξαιρετικά περίπλοκο σύστημα, και ακόμα και σήμερα δεν κατανοούμε πλήρως τους συσχετισμούς μέσα στο σύστημα. Εάν δεν επιθυμούμε να ρισκάρουμε τη ζωή ως σύνολο ή μερικό ως εκ τούτου με σημαντικές αναχωρήσεις από την παρούσα ισορροπία, θα πρέπει να ανεχτούμε μικρές αλλαγές στις επικρατούσες συνθήκες. Κάθε σύστημα αντιδρά γραμμικά σε μικρές αλλαγές, ακόμα και το περίπλοκό μας οικοσύστημα. Μικρές αλλαγές στις φυσικές διαδικασίες έχουν ως αποτέλεσμα μικρές αλλαγές στις ιδιότητες του περιβάλλοντος. Ο περιορισμός των μικρών αλλαγών σημαίνει ότι μπορούμε να κάνουμε χρήση μόνο σε διαδικασίες οι οποίες υπάρχουν στη φυσική κατάσταση της ισορροπίας. Η καύση του ξύλου, του άνθρακα, πετρελαίου και φυσικού αερίου συμβαίνει ως φυσική διαδικασία επίσης, με αποτέλεσμα την παραγωγή του CO_2 , CO και SO_2 . Η καύση του ξύλου, άνθρακα, πετρελαίου και φυσικού αερίου έτσι μπορεί να γίνει ανεκτό, αν η καύση τους από τον άνθρωπο προκαλούσε μόνο μικρές αλλαγές στην φυσική διαδικασία. Ωστόσο, προς το παρόν προχωρούμε γρήγορα να παραβιάσουμε αυτήν την κατάσταση. Τα ποσά που παράγονται από τον άνθρωπο δεν είναι πλέον μικρές αλλαγές. Η κατάσταση προκαλώντας μόνο μικρές αλλαγές, σε κάθε περίπτωση, παραβιάζεται όταν χρησιμοποιούνται διαδικασίες ή παράγονται ουσίες οι οποίες δεν υπάρχουν στη φύση και είναι σχεδόν αδύνατο να προβλέψουμε πως θα αντιδράσει το περιβάλλον. Αυτό είναι ειδικότερα αληθές για προϊόντα αποβλήτων από πυρηνική ενεργειακή χρήση. Ένα παράδειγμα που δείχνει τι μπορεί να συμβεί αν εισαχθούν προηγούμενες ανύπαρκτες ουσίες στο περιβάλλον είναι αυτό του χλωριωμένου φθοριούχο υδρογονανθράκων (CFC), οι οποίες δεν υπάρχουν καθόλου στη φύση. Θεωρήθηκαν ως εντελώς ακίνδυνα, αφού είναι εντελώς μη τοξικά και χημικώς αδρανή. Ήρθε ως έκπληξη όταν μαθεύτηκε ότι στην πραγματικότητα καταστρέφει την στιβάδα του όζοντος και επίσης είναι, σε μεγάλο βαθμό, υπεύθυνα για το φαινόμενο του θερμοκηπίου. Πολλά περισσότερα παραδείγματα υπάρχουν, όπου η παραβίαση των συνθηκών των μικρών αλλαγών έχει οδηγήσει σε δυσάρεστες εκπλήξεις. Τέτοιες εκπλήξεις δεν αναμένονται όταν ο ηλεκτρισμός παράγεται από ηλιακή ενέργεια από ηλιακά κύτταρα. Το να κάνουμε χρήση των διαδικασιών που λαμβάνουν μέρος σε ένα ηλιακό κύτταρο, αλλά συνδέουμε τον εαυτό μας σε διαδικασίες οι οποίες σε κάθε περίπτωση συμβαίνουν χωρίς εμάς. Στην απουσία μας, ηλιακή ακτινοβολία θα απορροφηθεί από την γη και, μερικός θα αντανakλασθεί πίσω στο διάστημα. Στην πορεία αυτής της διαδικασίας η γη θερμαίνεται μόλις σε θερμοκρασία στην οποία μπορεί να ξανά εκπέμπει το ενεργειακό ρεύμα απορροφημένο από τον ήλιο. Είναι πολύ σημαντικό να μην μετατρέψουμε αρκετά αυτή την διαδικασία. Όπως φαίνεται από την άποψη της θερμοδυναμικής, η ηλιακή θερμότητα, πολύ πολύτιμη στην θερμοκρασία του ηλίου είναι περίπου 6000 K, παγώνει σε θερμοκρασία της γης, όπου είναι πρακτικά άχρηστο και μετά εκπέμπεται στο διάστημα. Τι αλλάζει, αν η ηλιακή ακτινοβολία επεξεργάζεται από το

ηλιακό κύτταρο. Μέρος της απορροφημένης ενέργειας (στην πραγματικότητα, το περισσότερο από αυτό σε πραγματικά συστήματα με επάρκειες του 20% ή λιγότερο) παγώνει στη θέση του ηλιακού κυττάρου σε θερμοκρασία περιβάλλοντος με τον ίδιο τρόπο όπως θα έκανε και χωρίς τα ηλιακά κύτταρα. Η ηλεκτρική ενέργεια που παράγεται από ηλιακά κύτταρα ξαναδρομολογείται διαμέσου καταναλωτών πριν από τριβή και άλλες διαδικασίες διάλυσης την οποία τελικά υποβαθμίζουν σε θερμότητα στην θερμοκρασία του περιβάλλοντος από το οποίο εκπέμπεται στο διάστημα. Η ενεργειακή ισορροπία μεταξύ των εκπεμπόμενων και απορροφημένων ενεργειακών ρευμάτων παραμένει αμετάβλητη. Με την χρήση ηλιακών κυττάρων, απλά επιτρέπουμε την φυσική διαδικασία παγώματος της ηλιακής θερμότητας να λάβει μέρος για μεγαλύτερη ωφέλεια σε εμάς.

Τα προηγούμενα κεφάλαια δεν έχουν μόνο δείξει ότι τα ηλιακά κύτταρα είναι κατάλληλα για να αποκτηθεί ηλεκτρική ενέργεια από ηλιακή ενέργεια, έχουν δείξει επίσης ότι δεν υπάρχει καλύτερος τρόπος να το κάνουμε αυτό παρά με την έξυπνη χρήση των ηλιακών κυττάρων, πχ, σε διευθετήσεις των Tandem κυττάρων, διότι οι πιθανές επάρκειες αυτών των συστημάτων συμπίπτουν με τα γενικά όρια απόδοσης που προβλέπει η θερμοδυναμική. Αυτό έχει δύο επιπτώσεις. Από την μια μεριά, δεν χρειάζεται να συνεχιστεί η έρευνα για άλλους μεθόδους για την αξιοποίηση ηλιακής ενέργειας οι οποίες είναι θεμελιώδης πιο αποδοτικές. Από την άλλη μεριά, αφού δεν μπορούμε να ελπίζουμε σε μελλοντικές ανακαλύψεις και τεχνολογίες με αρκετά μεγαλύτερες αποδόσεις, δεν χρειάζεται να περιμένουμε πια για να αρχίσει την σοβαρή εξέλιξη της ηλιακής ενεργειακής οικονομίας.

Η παρούσα ενεργειακή οικονομία καταναλώνει οξυγόνο και παράγει CO_2 . Εξαιτίας της γρήγορης και εκτενής εξάπλωσης των αερίων στην ατμόσφαιρα, αυτό είναι ένα παγκόσμιο, και όχι απλά ένα τοπικό πρόβλημα. Για πυκνοκατοικημένες και βιομηχανικές περιοχές όπως η Γερμανία, όπου τόσο πολύ οξυγόνο καίγεται που δεν θα μείνει καθόλου για αναπνοή, αυτή η εξάπλωση των αερίων είναι πολύ τυχερή. Αλλά το κάνει επίσης δύσκολο για τους πολιτικούς να αποφασίσουν σε δραστικές αλλαγές στην παρούσα ενεργειακή οικονομία, διότι η συνέχιση με την παρούσα ενεργειακή κατανάλωση έχει μικρές επιπτώσεις τοπικά, η αντίθετα, οι απαιτούμενες αξιοσημείωτες τοπικές προσπάθειες δεν ανταμείβονται σε τοπική βάση εάν δεν εφαρμοστούν παγκόσμια.

Μια παγκόσμια ενεργειακή προμήθεια από ηλιακή ενέργεια σε σημερινό επίπεδο πρέπει να είναι εύκολα πιθανό, αλλιώς ήδη θα υποφέραμε από ουσιώδη υπερθέρμανση του πλανήτη. Αν οι ενεργειακές μας ζητήσεις δεν ήταν μικρές σε σύγκριση με το ηλιακό ενεργειακό ρεύμα που φτάνει στην γη, οι καλύψεις τους από πηγές θα είχαν ως αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας της γης, ακόμα και χωρίς το φαινόμενο του θερμοκηπίου με προϋπόθεση να επιτρέψει για την εκπομπή αυτής επιπρόσθετης ενέργειας στο διάστημα.

Μια γρήγορη εκτίμηση υποδεικνύει ότι μια ηλιακή βασιζόμενη παγκόσμια ενεργειακή οικονομία μπορεί, αρχικά να εφαρμοστεί σχετικά εύκολα. Το μεγαλύτερο κομμάτι της παγκόσμιας κατανάλωσης $10 \times 10^{13} \text{ kWh/a}$ χρησιμοποιείτε για να παράγει χαμηλής θερμοκρασίας θερμότητα, για θέρμανση κτιρίων και για μαγείρεμα. Ακόμα και σε χώρες με λιγότερο από την κατά μέσο όρο ηλιοφάνειας όπως η Σουηδία, οι περισσότερες από αυτές τις απαιτήσεις μπορεί να ικανοποιηθούν χρησιμοποιώντας καλά μονωμένα ηλιακούς συλλέκτες ζεστού νερού. Τα υπόλοιπα περίπου $5 \times 10^{13} \text{ kWh/a}$ μπορεί να παραχθούν από

ηλιακά κύτταρα. Το περισσότερο από αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή του υδρογόνου, αφού αυτό είναι μια εύκολη μεταφερόμενη και εύκολη αποθηκευόμενη μορφή χημικής ενέργειας. Σε ηλιόλουστες περιοχές με συνεπαγόμενη ηλιακή ακτινοβολία περισσότερη από $2000 \text{ kWh}/(\text{a m}^2)$, μια ολική απόδοση όχι περισσότερη από 10% σε μια περιοχή 500 Km επί 500 Km ισότιμο με $2.5 \times 10^{11} \text{ m}^2$ θα είναι επαρκές. Πολύ μεγαλύτερες περιοχές υπάρχουν σε ηλιόλουστες ερήμους. Ωστόσο, η κάλυψη μιας τόσο μεγάλης περιοχής με ηλιακά κύτταρα είναι στη παρούσα αδιανόητο. Τα προβλήματα με μια μελλοντική ηλιακή βασιζόμενη ενεργειακή οικονομία θα ανακουφιστούν, αν θα μπορούσαμε να μειώσουμε τις ενεργειακές μας ζητήσεις, η τουλάχιστον να τις διατηρήσουμε στα σημερινά επίπεδα.

Αυτό το όραμα για μέλλον ηλιακής ενέργειας, στην παρούσα στιγμή με δυσκολία πιθανό για πολιτικούς και μόνο λόγους, δεν θα πρέπει να επιτρέπει να ξεχάσουμε τι μπορεί η ηλιακή ενέργεια να συμβάλει σήμερα στις ενεργειακές μας συζητήσεις. Ευτυχώς, υπάρχει μεγάλη δυνατότητα στις ίδιες τις βιομηχανικές χώρες

διότι αλλιώς οι τεχνολογίες που χρειάζονται για χρήση στις ερήμους με δυσκολία θα εξελιχθούν. Ως παράδειγμα μιας βιομηχανικής χώρας, θα εκτιμήσουμε την κατάσταση για ηλιακή παραγωγή της ηλιακής ενέργειας στην Γερμανία.

Στην Γερμανία υπάρχουν περίπου 80 εκατομμύρια άνθρωποι που ζουν σε μία περιοχή 357000 km^2 . Αυτό δίνει μία πυκνότητα πληθυσμού 226 άτομα ανά km^2 , με 4425 m^2 διαθέσιμο σε κάθε άτομο. Στην Γερμανία ο ήλιος προμηθεύει περίπου $1000 \text{ kWh}/(\text{a m}^2)$, i.e., $115 \text{ W}/\text{m}^2$ κατά μέσο όρο το χρόνο. Σε μια περιοχή 4425 m^2 ανά άτομο, ο ήλιος προμηθεύει περίπου 500 kW . Σε σύγκριση με αυτό η σημερινή ενεργειακή ζήτηση του $5.7 \text{ kW}/\text{a}$ ανά άτομο αυτού ως ηλεκτρική ενέργεια, φαίνεται σχεδόν αρκετά μικρό. Όχι όλη αυτή η περιοχή θα χρησιμοποιηθεί με υψηλή απόδοση. Οι Γερμανοί επιτρέπουν στους εαυτούς τους την πολυτέλεια της χρήσης 180000 km^2 , που είναι μισό της όλης περιοχής της Γερμανίας, να ικανοποιήσουν μια ενεργειακή ζήτηση απλώς 0.1 kW ανά άτομο. Αυτό, ωστόσο, είναι η πιο σημαντική μας ενεργειακή ζήτηση, το φαγητό μας που παράγεται σε γεωργικά καλλιεργήσιμα χωράφια και λιβάδια.

Να ικανοποιήσουμε τις ηλεκτρικές ενεργειακές ζητήσεις με ηλιακά κύτταρα, αν υποθέσουμε την απόδοση του 20%, το οποίο θα γίνει πιθανό στο κοντινό μέλλον, θα χρειαζούμαστε μια περιοχή 33 m^2 ανά άτομο. Αυτό είναι σχεδόν όσο μια κατά μέσο όρο περιοχή του ζωτικό χώρο 35 m^2 διαθέσιμο ανά άτομο στην Γερμανία. Βιομηχανικά κτίρια επιπρόσθετα λογοδοτούν για τουλάχιστον την ίδια περιοχή Υποθέτουμε ότι τριώροφα κτίρια κατά μέσο όρο δίνουν επίπεδο χώρο του 23 m^2 ανά άτομο για κτίρια στη Γερμανία. Η περιοχές της επιφάνειας της στέγης θα είναι κάπως μεγαλύτερη. Μόνο αυτά προσανατολισμένα προς τον βορρά είναι ακατάλληλα για ενεργειακά κύτταρα. Επιπλέον, ειδικά με πολυώροφα κτίρια, οι τοίχοι προσανατολισμένοι προς το νότο είναι κατάλληλα.

Από την εκτίμηση, μπορούμε να δούμε ότι οι περιοχές σε και πάνω από τα υπάρχον κτίρια είναι ήδη επαρκής για να καλύψει σχεδόν τις παρούσες ενεργειακές ζητήσεις με την χρήση ηλιακών κυττάρων, ακόμα και σε μια χώρα που δεν λαμβάνει αρκετή ηλιοφάνεια. Δεν υπάρχει κανένας λόγος να μιλήσουμε για αντικατάσταση των δασών με ηλιακά κύτταρα. Αφού υπάρχει περισσότερη ηλιοφάνεια το καλοκαίρι από ότι το χειμώνα και περισσότερη ενέργεια χρειάζεται το χειμώνα από το καλοκαίρι, είναι απαραίτητο να αποθηκευτεί ενέργεια το καλοκαίρι για χρήση το χειμώνα. Αυτό το πρόβλημα παραμένει

να λυθεί και σίγουρα θα συνεπάγεται απώλειες αποθήκευσης. Αυτό, βεβαίως κάνει απαραίτητη την επιπρόσθετη επιφάνεια στέγης. Προς το παρόν, ωστόσο, ένα μεγάλο ποσό ηλεκτρικής ενέργειας σπαταλάτε για την παραγωγή χαμηλής θερμοκρασίας θέρμανσης για θέρμανση κτιρίων και για ζεστό νερό. Θα μπορούσαμε, στην πραγματικότητα, να τα καταφέρουμε με αρκετή λιγότερη ηλεκτρική ενέργεια χωρίς καμία απώλεια άνεσης. Ακόμα και για την σχετική μικρή ηλιοφάνεια στη Γερμανία, η μεγάλη δυνατότητα της ηλιακής ενέργειας για την παραγωγή ενέργειας χωρίς ζημιά στο περιβάλλον δικαιολογεί πλήρως τις πιο εντατικές προσπάθειες για την εξέλιξη της ηλιακής ενεργειακής οικονομίας.

Ενόψει της υψηλής πληθυσμιακής πυκνότητας και της υψηλής αναλογίας της ενεργειακής κατανάλωσης σε βιομηχανικές χώρες όπως η Γερμανία, φαίνεται πιο πιθανό ότι όχι όλες οι ενεργειακές ζητήσεις θα πληρούνται με την χρήση μόνο ηλιακής ενέργειας που συλλαμβάνεται σε αυτές τις χώρες. Ακόμα και στην εποχή ηλιακής ενέργειας είναι, στην πραγματικότητα, περισσότερο πιθανό ότι οι βιομηχανικές χώρες θα εισάγουν ενέργεια από πιο ηλιόλουστες και λιγότερο πυκνοκατοικημένες χώρες, με τον ίδιο τρόπο όπως και σήμερα.

Appendix

Fundamental constants

Boltzmann constant	$k = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ W s/K} = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$
Planck constant	$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ W s}^2 = 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV s}$ $\hbar = 1.0546 \times 10^{-34} \text{ W s}^2 = 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV s}$
velocity of light	$c_{\text{vac}} = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$
elementary charge	$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ A s}$
permittivity of free space	$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ A s/(V m)}$
Stefan–Boltzmann constant	$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \text{ K}^4)$
solid angle of solar disc	$\Omega_s = 6.8 \times 10^{-5}$
	$\hbar\omega\lambda = hc_{\text{vac}} = 1.240 \text{ eV } \mu\text{m}$
	$\frac{1}{4\pi^3 \hbar^3 c_{\text{vac}}^2} = 5.04 \times 10^7 \frac{\text{W}}{(\text{eV})^4 \text{ m}^2}$

Units of energy

1 eV	$= 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$
1 J	$= 1 \text{ W s} = 1 \text{ Nm}$
1 kWh	$= 3.6 \times 10^6 \text{ J}$

Material constants at 300 K

	Ge	Si	GaAs
ϵ_G / eV	0.66	1.12	1.42
χ / eV	4.13	4.01	4.07
ϵ	16	11.9	13.1
N_C / cm^{-3}	1×10^{19}	3×10^{19}	5×10^{17}
N_V / cm^{-3}	6×10^{18}	1×10^{19}	7×10^{18}
n_i / cm^{-3}	2.3×10^{13}	1×10^{10}	2.1×10^6
m_e^* / m_e	0.88	1.08	0.067
m_h^* / m_e	0.29	0.55	0.47
$b_e / [\text{cm}^2 / (\text{V s})]$	3800	1450	8500
$b_h / [\text{cm}^2 / (\text{V s})]$	1800	480	400

Physics of Solar Cells: From Principles to New Concepts. Peter Würfel
 Copyright ©2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim
 ISBN: 3-527-40428-7

Standard global AM1.5 spectrum

with 1000 W/m² total radiation

$\frac{\lambda}{\mu\text{m}}$	$\frac{dj_E/d\lambda}{\text{W}/(\text{m}^2 \mu\text{m})}$	$\frac{\lambda}{\mu\text{m}}$	$\frac{dj_E/d\lambda}{\text{W}/(\text{m}^2 \mu\text{m})}$	$\frac{\lambda}{\mu\text{m}}$	$\frac{dj_E/d\lambda}{\text{W}/(\text{m}^2 \mu\text{m})}$
0.3050	9.5	0.7400	1271.2	1.5200	262.6
0.3100	42.3	0.7525	1193.9	1.5390	274.2
0.3150	107.8	0.7575	1175.5	1.5580	275.0
0.3200	181.0	0.7625	643.1	1.5780	244.6
0.3250	246.8	0.7675	1030.7	1.5920	247.4
0.3300	395.3	0.7800	1131.1	1.6100	228.7
0.3350	390.1	0.8000	1081.6	1.6300	244.5
0.3400	435.3	0.8160	849.2	1.6460	234.8
0.3450	438.9	0.8237	785.0	1.6780	220.5
0.3500	483.7	0.8315	916.4	1.7400	171.5
0.3600	520.3	0.8400	959.9	1.8000	30.7
0.3700	666.2	0.8600	978.9	1.8600	2.0
0.3800	712.5	0.8800	933.2	1.9200	1.2
0.3900	720.7	0.9050	748.5	1.9600	21.2
0.4000	1013.1	0.9150	667.5	1.9850	91.1
0.4100	1158.2	0.9250	690.3	2.0050	26.8
0.4200	1184.0	0.9300	403.6	2.0350	99.5
0.4300	1071.9	0.9370	258.3	2.0650	60.4
0.4400	1302.0	0.9480	313.6	2.1000	89.1
0.4500	1526.0	0.9650	526.8	2.1480	82.2
0.4600	1599.6	0.9800	646.4	2.1980	71.5
0.4700	1581.0	0.9935	746.8	2.2700	70.2
0.4800	1628.3	1.0400	690.5	2.3600	62.0
0.4900	1539.2	1.0700	637.5	2.4500	21.2
0.5000	1548.7	1.1000	412.6	2.4940	18.5
0.5100	1586.5	1.1200	108.9	2.5370	3.2
0.5200	1484.9	1.1300	189.1	2.9410	4.4
0.5300	1572.4	1.1370	132.2	2.9730	7.6
0.5400	1550.7	1.1610	339.0	3.0050	6.5
0.5500	1561.5	1.1800	460.0	3.0560	3.2
0.5700	1507.5	1.2000	423.6	3.1320	5.4
0.5900	1395.5	1.2350	480.5	3.1560	19.4
0.6100	1485.3	1.2900	413.1	3.2040	1.3
0.6300	1434.1	1.3200	250.2	3.2450	3.2
0.6500	1419.9	1.3500	32.5	3.3170	13.1
0.6700	1392.3	1.3950	1.6	3.3440	3.2
0.6900	1130.0	1.4425	55.7	3.4500	13.3
0.7100	1316.7	1.4625	105.1	3.5730	11.9
0.7180	1010.3	1.4770	105.5	3.7650	9.8
0.7244	1043.2	1.4970	182.1	4.0450	7.5

Index

- Abbé sine condition, 26, 28
- absorption coefficient, 60, 79, 80
 - measurement, 83
 - negative, 82
- absorptivity, 20, 21
 - negative, 82
 - of semiconductors, 21
- acceptors, 48
- air mass, 23
- AM0 spectrum, 23, 24, 157, 170
- AM1 spectrum, 23
- AM1.5 spectrum, 23, 24, 182
- ambipolar diffusion, 103
- anti-reflection coating, 12, 142

- battery, 55, 133, 136, 166
- black body, 9, 18
 - radiation, 9
- Boltzmann constant, 181
- Bose–Einstein distribution, 10

- carbon dioxide, 3
 - atmospheric concentration, 5
- Carnot efficiency, 89
- Carnot engine, 29–31, 35, 37
- cavity, 9, 37
- chemical energy, 85
- chemical equilibrium, 54
- chemical potential
 - electrons, 94
 - photons, 81
- collision time, 94
- concentration of radiation, 24, 28
- concentrator, 29
- concentrator cells, 160
- conduction band, 40, 46
 - germanium, 41
- conductivity, 95

- coupled equilibria, 55
- current–voltage characteristic
 - for impurity recombination, 124
 - pn-junction, 120, 122, 124

- Dember effect, 104
- density of states
 - combined, 59
 - effective, 43
 - for electrons, 39, 41
 - for photons, 10, 12, 80
- detailed balance, 64, 65, 71
- dielectric relaxation, 102
- diffusion current, 95
- diffusion length, 101, 120
- diffusion voltage, 116
- direct transitions, 59
- distribution function
 - for electrons, 38
 - for photons, 10
- donors, 47
- doping, *see* semiconductors, doping
- down-conversion of photons, 172
- drift velocity, 95

- earth
 - energy emission, 6
 - temperature, 6, 8
- effective mass, 41, 42
- efficiency
 - as function of energy gap, 140
 - intensity dependence, 151
 - maximum, 29, 30, 88
 - monochromatic, 92
 - overall, 92
- Einstein relation, 96
- electric field in a solar cell, 133
- electrochemical equilibrium

- in pn-junction, 116
- electrochemical potential, 53, 55
 - of electrons, 56
 - of holes, 57
- electron affinity, 129
- electron capture, 70
 - cross-section, 70, 71, 73, 75
- electron emission, 71
- electron–hole pairs
 - average energy, 86
 - chemical energy, 86, 87
 - equilibrium with photons, 89
 - generation, 58, 62–64, 81
 - interaction with photons, 82
 - momentum, 59
 - recombination, *see* recombination
 - recombination, 79
 - temperature, 85
- elementary charge, 181
- emission of photons, 79
 - spontaneous, 79
 - stimulated, 79
- emissivity, 20, 81
- energy
 - consumption, 2, 5
 - current from sun, 2
 - density, 13
 - dissipation, 98
 - economy, 1, 177
 - maximum reserves, 3
 - of radiation, 13
 - reserves, 2–4
 - units, 1, 181
- energy current, 19
 - per solid angle, 15
- energy–momentum relation, 59, 60
- entropy, 30, 34
 - of electrons, 56
 - of holes, 56
 - of photons, 89
- equilibrium, *see* thermodynamic equilibrium
- equivalent circuit, 149
- Fermi distribution, 39
 - Boltzmann approximation, 67
- Fermi energy, 56, 58
- Fick's law, 96
- field current, 94
- fill factor, 138, 149, 151
- f*-number, 27, 28
- focussing, 24
- free energy, 55
- gallium arsenide, 42, 48, 128
- generation rate, 63
- geometrical optics, 26
- global warming, 178
- greenhouse effect, 5–7, 177, 178
- hetero-junction, 127, 131, 147
- holes, 45
- homo-junction, 128
- hot electrons, 165
- impact ionization, 63, 163
- impurity photovoltaic effect, 168
- impurity states, 70
- index of refraction, 25, 175
 - silicon, 143
- indirect transitions, 61
- Kirchhoff's law, 19
- Lambert's law, 18
- Landsberg efficiency, 33, 34
- laser, 82
- laser condition, 82
- lifetime, 74, 77
 - for radiative recombination, 77
 - upper limit, 79
- light
 - polarization, 11
 - trapping, 142, 146
 - velocity, 181
- maximum power point, 137
- mean free path, 94
- membrane
 - for electrons, 113
 - for holes, 113
 - semi-permeable, 109
- metal contact, 129
 - energy diagram, 130
- MIS contact, 132
- mobility, 95
- momentum space, 11
- oil consumption, 5
- open-circuit voltage, 124, 139, 146, 150

- optical transitions, 79
- ozone layer, 177
- Pauli Principle, 38
- Peltier effect, 130
- permittivity of free space, 181
- phase space, 10
- phonon energy, 37
- photoemission, 58
- photomultiplier, 37
- photon absorption, 59
 - probability, 59
- photonic crystal structure, 145
- photons, 9
- photosynthesis, 3
- Planck constant, 181
- Planck's radiation law, 9, 13, 20
 - generalized, 67, 79
- pn-junction, 115, 116, 119, 120, 123, 133–135
 - current–voltage characteristic, 120
 - potential distribution, 117
- Poisson's equation, 117
- quasi-Fermi distribution, 51, 52
- recombination, 65
 - Auger, 67
 - efficiency, 74
 - non-radiative, 67
 - radiative, 65, 79
 - surface, 75
 - velocity, 76
 - via impurities, 68
- recombination centers, 51
- recombination rate, 71, 78
- redox system, 114
- reflection, 142
 - total internal, 12, 64, 143, 144
- resistance
 - parallel, 149
 - reaction, 122
 - series, 149
 - transport, 122
- reverse saturation current, 123, 124
- Schottky contact, 131, 132
- semiconductors, 37
 - direct, 42
 - doping, 47
 - ideal, 89
 - III–V, 76, 128, 160
 - illuminated, 53
 - indirect, 43, 61, 62
 - intrinsic, 44
 - n-type, 49
 - p-type, 50
- short-circuit current, 123, 124, 139, 140, 146, 155
- sine condition, *see* Abbé sine condition
- Snell's law of refraction, 12, 64
- solar cells
 - chemical, 109, 113, 122
 - dye, 114
 - efficiency, 140
 - energy conversion, 137
 - maximum efficiency, 137
 - minimal thickness, 147
 - plastic, 148
 - silicon, 141
 - thin film, 147
- solar disc, 16
 - solid angle, 15, 181
- solar spectrum, 21, 22
- solid angle, 12, 15
- space charge density, 117
- space charge layer, 128
- spectrum, 13
- Staebler–Wronski effect, 147
- Stefan–Boltzmann constant, 181
- Stefan–Boltzmann radiation law, 6, 17, 18
- sun
 - as black body, 9, 21
 - radiation spectrum, 6
 - spectrum, *see* solar spectrum
- surface charge, 130
- surface photo-voltage, 106
- surface states, 75, 76
 - density, 75
- tandem cells, 155
 - series connection, 159
- temperature dependence of V_{oc} , 149
- temperature of the earth, 6
- thermalization, 52, 85
- thermo-photonics, 162
- thermo-photovoltaic conversion, 161
- thermodynamic equilibrium, 54, 55
- three-level system, 168, 173

- tunnel junction, 159
- two-diode model, 125
- two-step excitation, 168

- uncertainty principle, 10, 11, 40
- up-conversion of photons, 172

- valence band, 40, 46

- germanium, 41
- venus atmosphere, 8
- vibrational quanta, 37

- warm-water collectors, 178
- work function, 57
 - measurement, 58