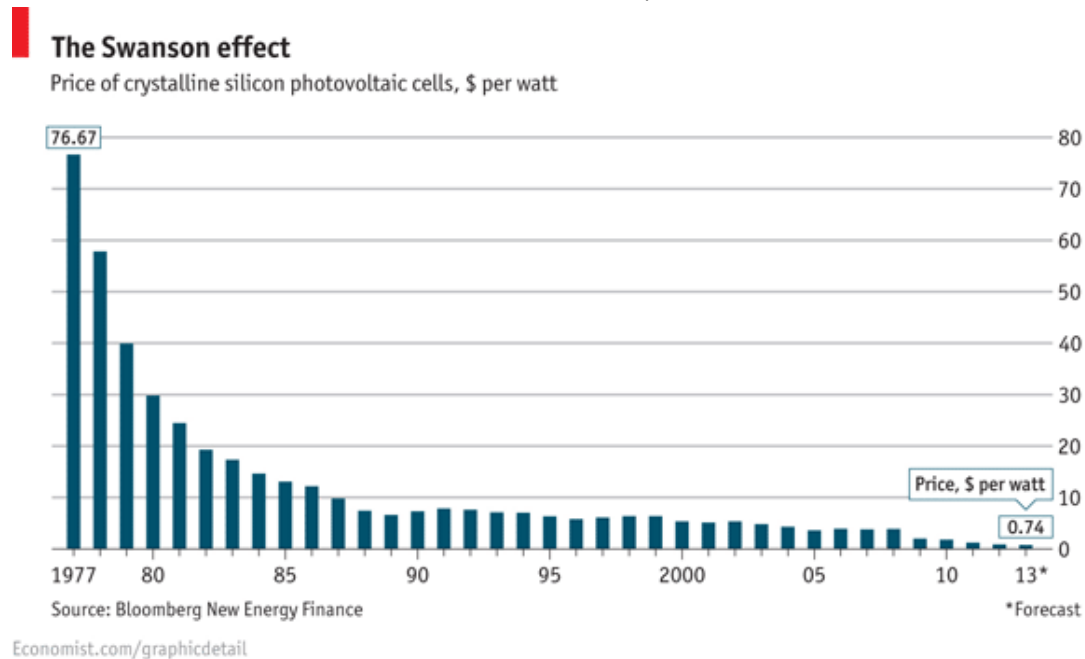


הרצאה 11- תאי שמש

השמש היא מקור האנרגיה המתחדש הגדול שיש ברשותנו. על כן, לתאי שמש זולים, יעילים ואמינים יש תפקיד מכריע בהעלאת חלקם של המקורות המתחדשים בסל מקורות האנרגיה בהם אנו עושים שימוש. כיום כמעט כל תעשיית אנרגיית השמש העולמית מבוססת על תאים פוטוולטאים (Photovoltaic cells, PV) עשויים מסיליקון חד גבישי. הטכנולוגיה העיקרית בה עושים שימוש פותחה עוד בשנות ה-90 של המאה הקודמת, אך המעבר לייצור סידרתי בנפח גבוה הנמך באופן דרמטי את עלות התאים והביא את התעשייה למקום בו היא רווחית כלכלית ולא נשענת על סבסוד ממשלתי. איור 1 מציג את עלות תאי השמש לאורך השנים במונחים של דולר לווואט חשמל שמיצר בהם. בהרצאות הבאות נלמד על אופן פעולתם של תאי שמש, על המנגנוני ההפסד בהם ועל החסמים התרמודינמיים המגבילים את פעולתם.

תאי שמש דומים מאוד לפוטו-דיודות. למעשה כל פוטו-דיודה יכולה לתפקד כתא שמש כאשר היא מופעלת ברביע המתאים ולהיפך. עם זאת, בגלל השימוש השונה שלהם, מבנה ההתקנים והתכנון שלהם שונה מאוד. בעוד פוטו-דיודות מתוכננות לעבודה עם אורכי גל ספציפיים אשר בדרך כלל ידועים מראש, תאי שמש מתוכננים לבליעה של חלקים גדולים מהספקטרום הסולרי. פוטו-דיודות הן בדרך כלל בעלות שטח קטן על מנת לצמצם את הקיבול שלהן, עם זאת, תאי שמש כמעט תמיד יהיו בעלי שטח גדול המאפשר להם לאסוף כמה שיותר קרינה. בנוסף, בעוד בפוטו-דיודות נמדדות על פי היעילות הקוונטית שלהן, תאי שמש נמדדים על פי יעילות המרת האנרגיה שלהם (היחס בין ההספק האופטי הפוגע בהם להספק החשמלי שהם מפיקים).



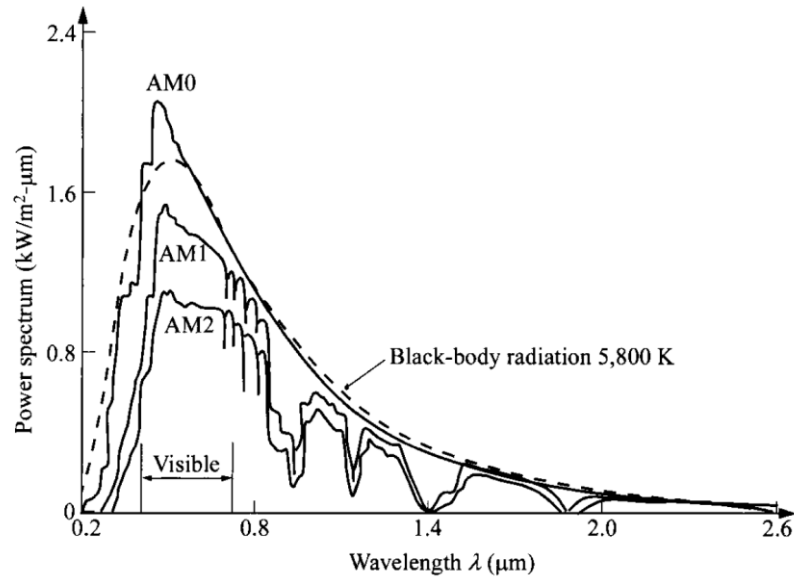
איור 1: מחיר תאי שמש פוטו-וולטאים (PV) במונחים של דולר לווואט (מקור: בלומברג)

קרינת השמש

עוצמת קרינת השמש אשר מגיעה למרחק הממוצע של כדור הארץ מהשמש היא בערך 1353 W/m^2 . ספקטרום הקרינה המגיע אלינו שונה מעט מזה אשר בחלל החיצון כתוצאה מבליעה של קרינת אולטרה סגול באוזון, בליעה של פוטונים באניפרא אדום באדי מים, ופיזור מחלקיקי אבק וארוסולים שונים. הפרמטר AM, air mass, מתאר את מידת ההשפעה שיש לאטמוספירה על קרינת השמש:

$$AM = \frac{1}{\cos(\theta)} \quad (1)$$

כאשר θ היא הזווית בין השמש ואנך לפני הקרקע. הספקטרום AM0 מציין את ספקטרום השמש מחוץ לכדור הארץ. AM1 הוא ספקטרום השמש כאשר היא בזניט (מאונכת לפני הקרקע) ועוצמתו היא בערך 925 W/m^2 . AM2 הוא ספקטרום השמש כאשר היא בזווית של 60 מעלות ועוצמתו היא בערך 691 W/m^2 .



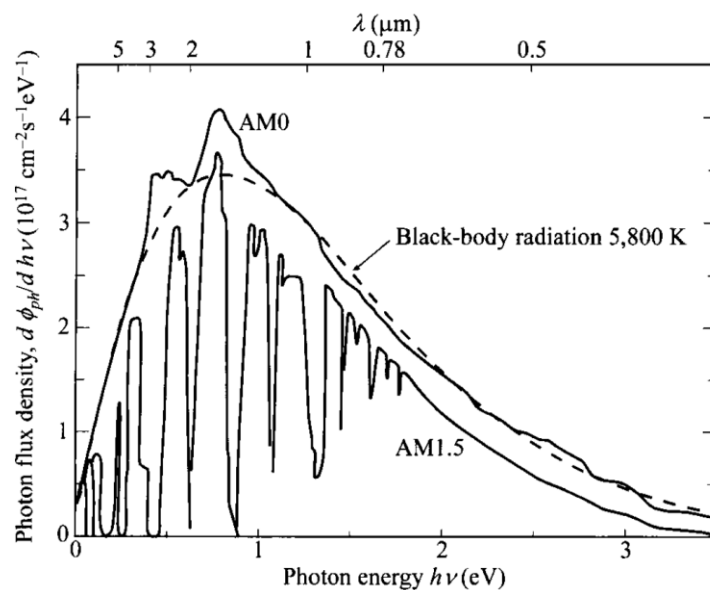
איור 2: ספקטרום השמש עבור כמה ערכים של air mass.

W/m^2 . איור 2 מציג את ספקטרום השמש עבור כמה ערכים של air mass וכן את ספקטרום הקרינה של גוף שחור בטמפרטורה של 5800 מעלות קלווין. בעוד הספקטרום AM0 משמש עבור בחינה של תאי שמש לשימוש בחלל, הספקטרום AM1.5 הוא הספקטרום המקובל לבחינת תאי שמש על פני כדור הארץ. שתף האנרגיה עבור ספקטרום זה היא $884 W/m^2$.

בדומה לפוטו-דיודות המבססות על צמתי n-i-p, בתאי שמש פוטונים הנבלעים בהתקן יוצרים זוגות אלקטרונים-חורים אשר מגדירים את הזרם. על כן, ניתן להמיר את ספקטרום השמש לשתף פוטונים ולהעריך את הזרם החשמלי שספקטרום זה יכול ליצור. איור 3 מציג את ספקטרום השמש ביחידות של שתף פוטונים ליחידת אנרגיה עבור AM0 ו-AM1.5. נזכור את הקשר בין אורך הגל של פוטון והאנרגיה שלו:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{1.24}{h\nu(eV)} [\mu m] \quad (2)$$

כאשר c היא מהירות האור ו- ν היא התדירות שלו.



איור 3: ספקטרום השמש עבור ערכי air mass שונים מתואר כשתף פוטונים ליחידת אנרגיה.

חסמי היעילות של תאים פוטו-וולטאים

תא שמש בשיווי משקל

בשלב ראשון נמצא את היעילות המקסימלית של תאים פוטו-וולטאים (PV). אנו נראה כי תרמודינמיקה בסיסית קובעת גבולות ברורים ליעילות המרת האנרגיה של תאי PV. לאחר שנמצא את גבולות היעילות, נדון בהשלכות שלהם ובדרכים לעקוף אותם. חישוב גבולות היעילות יעשה באמצעות עיקרון שנקרא detailed balance. חסם זה נוסח לראשונה על ידי ויליאם שוקלי והאנס קייזר ב-1961 ועל כן הוא מכונה Shockley Queisser limit. הניתוח כאן יעשה על פי הסימונים מהספר The physics of solar cells מאת Jenny Nelson.

נניח תא שמש הבנוי משכבה אחת אשר בולעת קרינה ולה פס אסור ברוחב E_G . בנוסף, לתא מגעים סלקטיביים מושלמים כך שמגע אחד מאפשר כניסה ויציאה של אלקטרונים בלבד ואילו המגע השני מאפשר כניסה ויציאה של חורים בלבד. המגעים אידיאליים במובן שרמות פרמי שלהם מיושרת עם הקוואזי רמות פרמי המתאימות בשכבה בה נבלעת הקרינה. נציין כי כל מצב אחר היה גורר הפסדי אנרגיה במעבר בין המל"מ למגעים או מחסום אנרגטי המאט את חילוץ המטען מהתא. מאחר והתא אידיאלי, מנגנון הרקומבינציה היחיד בו הוא רקומבינציה רדיאטיבית. מנגנון רקומבינציה זה הוא הכרחי שכן זוהי התופעה ההפוכה לבליעת קרינה. בנוסף נניח כי אורך הדיפוזיה בהתקן גדול בהרבה מהעובי שלו כך שהתפלגות נשאי המטען היא אחידה לכל אורך ההתקן. איור 4 מציג באופן מקורב את מבנה התא.

כאשר גוף נמצא בשיווי משקל עם הסביבה שלו, יש לו את הטמפרטורה של הסביבה. כל גוף מעביר חום לסביבה שלו באמצעות קרינה ובשיווי משקל מעבר החום מהגוף לסביבה יהיה זהה למעבר החום מהסביבה לגוף. ניתן להניח כי הסביבה היא גוף שחור בטמפרטורה T_a ובהנחה שתא השמש הוא שטוח, הוא יקבל ממנה קרינה בזווית מרחבית המתאימה לחצי כדור (הסבר על זווית מרחבית ניתן למצוא בנספח). הקרינה מתא השמש אל הסביבה היא תוצר של רקומבינציה רדיאטיבית של נשאי מטען. שתף הפוטונים באנרגיה E מהסביבה אל התא נקבעת על פי ספקטרום הקרינה של גוף שחור:

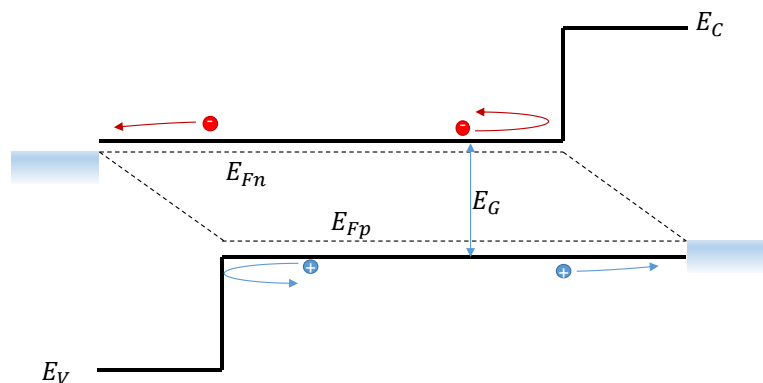
$$b_a(E) = \frac{\Omega_a}{h^3 c^2} \frac{E^2}{e^{kT_a} - 1} \quad (3)$$

כאשר h הוא קבוע פלנק, c היא מהירות האור, ו- $\Omega_a = 2\pi$ היא הזווית המרחבית ממנה קרינה מגיעה מהסביבה לתא. בהנחה שכל פוטון יכול ליצור בתא זוג אלקטרון-חור, ושאינן החזרה של פוטונים מפני השטח של התא, שתף הקרינה הנבלע בתא יהיה:

$$\Phi_{abs}(E) = a(E)b_a(E) \quad (4)$$

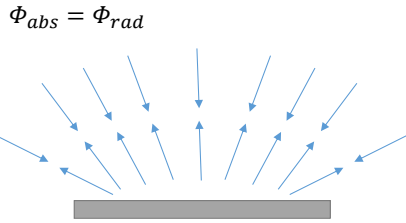
כאשר $a(E)$ מציין ההסתברות שפוטון יבלע בתא. כאמור, בשיווי משקל, התא ימצא בטמפרטורה של הסביבה ויפלוט פוטונים לסביבה שלו באמצעות רקומבינציה רדיאטיבית על פי אותם מאפיינים- על כל פוטון שנבלע בתא, פוטון אחד חייב להיפלט. נגדיר את האמיסיביות, $\epsilon(E)$, להיות ההסתברות לפליטה של פוטון באנרגיה E . שתף הפוטונים הנפלטים מהתא אל הסביבה יהיה מהצורה:

$$\Phi_{rad}(E) = \epsilon(E)b_a(E) \quad (5)$$

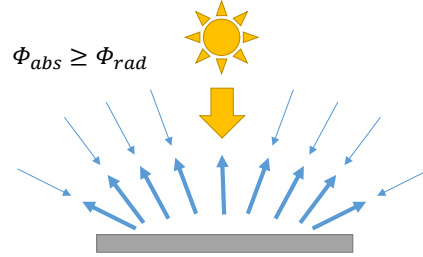


איור 4: דיאגרמת פסים של תא שמש אידיאלי

a



b



איור 5: הקרינה הנבלעת והנפלטת מתא שמש. (א) שיווי משקל- הקרינה הנבלעת שווה לקרינה הנפלטת, (ב) תחת הארה- הקרינה הנפלטת קטנה או שווה לקרינה הנבלעת.

מאחר ובשיווי משקל השתף הנפלט חייב להיות שווה לשתף הנבלע, מתחייב כי $\epsilon(E) = a(E)$. איור 5a מתאר את הקרינה מהסביבה אל התא ומהתא את הסביבה במצב של שיווי משקל.

בשיווי משקל, מספר נשאי המטען שעוברים גנרציה שווה לקצב הרקומבינציה, ואילו קצב הרקומבינציה שווה לשתף הפוטונים הנפליטים מהתא:

$$R_0 = G_0 = \int_0^\infty \Phi_{rad}(E) dE = B n_0 p_0 = B n_i^2 \quad (6)$$

כאשר R_0 ו- G_0 הם קצבי הגנרציה והרקומבינציה בשיווי משקל, n_0 , p_0 הם ריכוזי נשאי המטען בשיווי משקל ו- n_i הוא הריכוז האינטרינזי. B הוא קבוע תלוי חומר וניתן לחשב אותו באמצעות משוואות (3) ו- (6):

$$B = \frac{R_0}{n_i^2} = \frac{1}{n_i^2} \int_0^\infty a(E) \frac{\Omega_a}{h^3 c^2} \frac{E^2}{e^{\frac{E}{kT_a}} - 1} dE \quad (7)$$

בתא שמש אידיאלי, רק פוטונים בעלי אנרגיה הגבוהה מהפס האסור יבלעו והבליעה שלהם תהיה מלאה- אין החזרה שלהם מפני השטח ואין העברה שלהם דרך התא. לכן, ההסתברות לבליעה היא 1 לכל אנרגיה הגדולה מרוחב הפס האסור ו- 0 אחרת. מכאן ש:

$$B = \frac{R_0}{n_i^2} = \frac{1}{n_i^2} \frac{2\pi}{h^3 c^2} \int_{E_g}^\infty \frac{E^2}{e^{\frac{E}{kT_a}} - 1} dE \quad (8)$$

תא שמש תחת קרינה

תחת הארה, מתווסף לאיבר הבליעה איבר המתאר את הבליעה של שתף הפוטונים המגיע מהשמש, $b_s(E)$.

$$\Phi_{abs}(E) = a(E) \left[b_s(E) + \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_a} \right) b_a(E) \right] \quad (9)$$

Ω_s היא הזווית המרחבית של השמש והמקדם של הביטוי לקרינה מהסביבה נובע מכך שכעת השמש תופסת חלק מההמיספירה שקורנת על התא. בדרך כלל ביטוי זה קרוב מאוד ל-1. בביטוי לשתף הפוטונים $b_s(E)$ אפשר להציב קרינה של גוף שחור בטמפרטורת השמש וזווית מרחבית Ω_s או את ספקטרום הקרינה כמו אלו המתוארים באיור 3. קצב הגנרציה של נשאי מטען הוא אינטגרל על ספקטרום הפוטונים הנבלע בתא:

$$G_{tot} = \int_0^\infty \Phi_{abs}(E) dE = \int_0^\infty a(E) \left[b_s(E) + \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_a} \right) b_a(E) \right] dE \quad (10)$$

מקובל לחלק את סך כל הגנרציה לגנרציה בשיווי משקל ותוספת גנרציה כתוצאה מהארה, G :

$$G_{tot} = G + G_0 = G + R_0 \quad (11)$$

כתוצאה מההארה על התא ריכוז נשאי המטען בו עולה. ראינו בקורס המבוא כי הרקומבינציה הרדיאטיבית פרופורציונית למכפלת האלקטרונים והחורים בהתקן:

$$R_{rad} = Bnp \quad (12)$$

מתוך הגדרת קוואזי רמות פרמי, ותחת קירוב בולצמן, נקבל כי:

$$R_{rad} = Bnp = Bn_i e^{\frac{E_{Fn}-E_i}{kT}} n_i e^{-\frac{E_{Fp}-E_i}{kT}} = Bn_i^2 e^{\frac{E_{Fn}-E_{Fp}}{kT}} \quad (13)$$

מאחר ובאופן אידיאלי פיצול רמות פרמי הוא גם מתח התא, הרקומבינציה הרדיאטיבית עולה אקספוננציאלית עם מתח התא:

$$R_{rad}(V) = Bn_i^2 e^{\frac{E_{Fn}-E_{Fp}}{kT}} = Bn_i^2 e^{\frac{qV}{kT}} = R_0 e^{\frac{qV}{kT}} \quad (14)$$

בהנחה שהתא לא מקבל הספק ממקור חיצוני, שתף הפוטונים מהתא הוא בדיוק קצב הרקומבינציה אשר קטן או שווה לשתף הפוטונים הכולל הנבלע התא. מצב זה מתואר באיור 5b.

הזרם בתא יהיה ההפרש בין סך תהליכי הגנרציה והרקומבינציה:

$$\begin{aligned} J(V) &= q(G_{tot} - R_{rad}(V)) = q\left(G + R_0 - R_0 e^{\frac{qV}{kT}}\right) \\ &= qG - qR_0\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) \end{aligned} \quad (15)$$

קל לראות כי במשוואה (15) האיבר הראשון בסוגריים מתאר את הגנרציה מעבר לשיווי משקל ואילו האיבר השני יהיה הרקומבינציה מעבר לרקומבינציה בשיווי משקל. נשים לב כי לעקומת המתח-זרם של התא יש מבנה הדומה לעקומת מתח-זרם של דיודה אשר מוזזת על ידי זרם ההארה על התא.

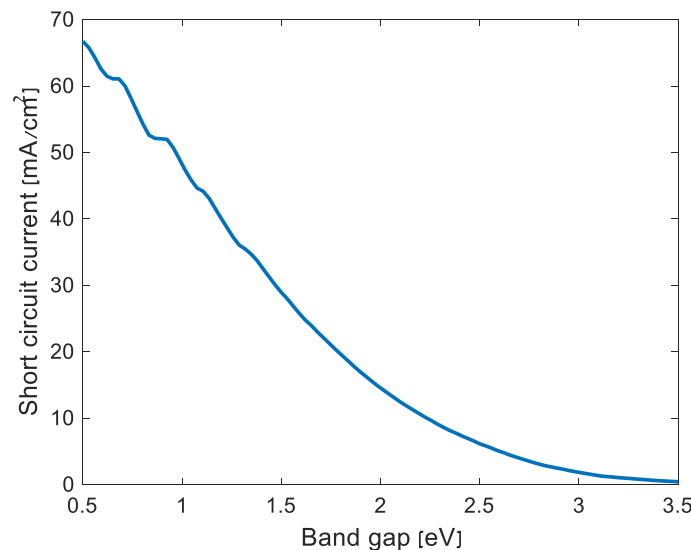
$$J(V) = J_{sc} - J_0\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) \quad (16)$$

כאשר $J_{sc} = qG$ הוא זרם הקצר- הזרם כאשר המתח הוא 0. בהנחה שהקרינה מהסביבה זניחה יחסית לקרינה המגיעה מהשמש, ניתן להזניח את התרומה שלה. במצב זה זרם הקצר הוא:

$$J_{sc} = q \int_0^\infty a(E)b_s(E)dE \quad (17)$$

כאמור, בתא שמש אידיאלי, ההסתברות לבליעה היא 1 לכל אנרגיה הגדולה מרוחב הפס האסור ו-0 אחרת. נקבל כי

$$J_{sc} = q \int_{E_G}^\infty b_s(E)dE \quad (18)$$



איור 6: צפיפות הזרם המקסימלית שניתן להפיק מתא שמש כתלות ברוחב הפס האסור שלו. ספקטרום השמש הוא AM 1.5G.

נבחן כיצד זרם התא משתנה עם רוחב הפס האסור של החומר ממנו התא עשוי. מאחר ורוחב הפס האסור מגדיר את סף הבליעה, הוא מגדיר את צפיפות הזרם שניתן להפיק. איור 6 מציג את מקסימום צפיפות הזרם (נקראת בדרך כלל זרם הקצר) שניתן להפיק מתא שמש כתלות ברוחב הפס האסור שלו. כאמור, ככל שהפס האסור צר יותר כך יותר קרינה יכולה להיבלע בתא וצפיפות הזרם עולה

איור 7a מציג עקומות מתח זרם תאי שמש עם מספר ערכים לרוחב הפס האסור תחת הספקטרום AM1.5G. כפי שראינו קודם, זרם הקצר- הזרם המקסימלי שניתן להפיק מהתא (כאשר המתח הוא 0) עולה ככל שרוחב הפס האסור יורד. נתבונן כיצד המתח תלוי ברוחב הפס האסור:

$$-qV = E_{Fn} - E_{Fp} = kT \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) - kT \ln\left(\frac{p}{p_i}\right) = kT(\ln(np) - \ln(n_i^2)) \quad (19)$$

$$n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{E_G}{kT}} \quad \text{נציב}$$

$$\begin{aligned} -qV &= kT \left(\ln(np) - \ln\left(N_C N_V e^{-\frac{E_G}{kT}}\right) \right) \\ &= kT \left(\ln(np) - \ln(N_C N_V) + \frac{E_G}{kT} \right) \quad (20) \\ &= E_G + kT \ln\left(\frac{np}{N_C N_V}\right) \end{aligned}$$

מכאן שעבור ריכוז נשאים נתון, המתח הנוצר בתא גדל עם רוחב הפס האסור. איור 7a מציג עקומות מתח-זרם עבור תאי שמש אידיאליים בעלי ערכים שונים לרוחב הפס האסור אשר מוארים בספקטרום AM1.5G. קל לראות כי ככל שרוחב הפס האסור גדל, זרם הקצר קטן אך מתח מתח הריקם (המתח כאשר הזרם הוא 0, מסומן V_{oc}) גדל.

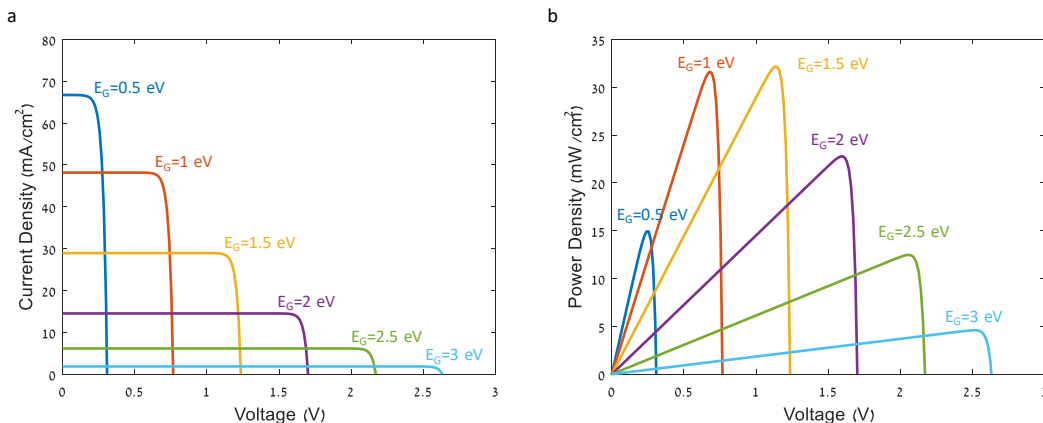
ההספק החשמלי המיוצר על ידי התא הוא כמובן מכפלת הזרם במתח:

$$P(V) = J(V)V = \left[J_{sc} - J_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \right] V \quad (21)$$

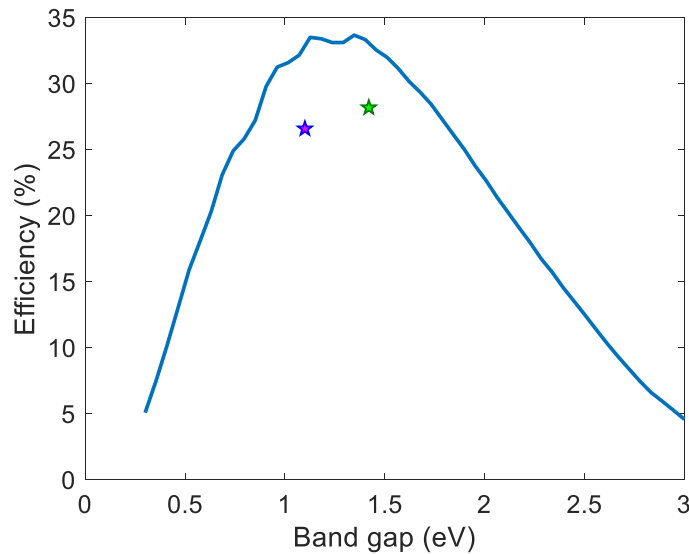
איור 7b מציג עקומות ההספק המיוצר על ידי התאים עבור עקומות המתח זרם המוצגות באיור 7a. קל לראות שלכל עקומה יש נקודת מקסימום אחת. נקודה זו מכונה נקודת מקסימום ההספק. בנוסף, ניתן לראות כי ההספק המקסימלי נקבע על ידי פשרה בין זרם גבוה ומתח נמוך (פער אנרגיה נמוך) וזרם נמוך ומתח גבוה (פער אנרגיה גבוה). נגדיר את הנצילות להיות היחס בין ההספק החשמלי המופק בתא והספק הקרינה הפוגע בו:

$$\eta = \frac{\max(P(V))}{P_{in}} = \frac{\max(J(V)V)}{\int_0^\infty \Phi_{in}(E) dE} \quad (22)$$

כאשר Φ_{in} הוא ספקטרום הקרינה במונחים של אנרגיה (ולא בשתף פוטונים). על ידי חישוב של עקומת הזרם ומקסימום ההספק ניתן לקבל את הנצילות המקסימלית של תאי השמש כתלות ברוחב הפס האסור שלהם.



איור 7: (a) אופיני מתח-זרם של תאי שמש אידיאליים עבור מספר ערכי רוחב פס אסור. (b) עקומות ההספק המתאימות.



איור 8: הנצילות המקסימלית התיאורטית של תאי שמש. הכוכבים מציינים את הנצילות המקסימלית של תאי שמש שהודגמה במעבדה.

מנגנוני הפסד בתאי שמש אידיאליים

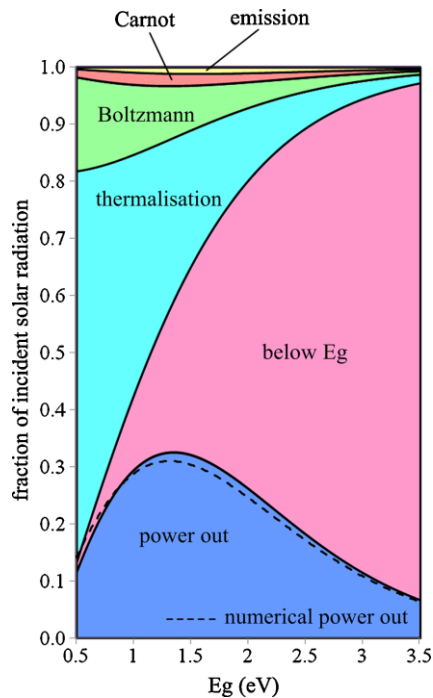
בעזרת משוואה (22) ניתן לחשב את היעילות המקסימלית של תא שמש כתלות ברוחב הפס האסור של החומר ממנו הוא עשוי. איור 8 מציג את היעילות של תא שמש אידיאלי כתלות ברוחב הפס האסור. כפי שראינו קודם, בגלל הפשרה בין זרם קצר גבוה ומתח ריקם גבוה לעקומת הנצילות האידיאלית יש מקסימום בין 1.1 ו-1.4 אלקטרון-וולט. נציין כי האופי המשונן של העקומה נובע מכך שספקטרום השמש איננו חלק. עקומה זו היא היעילות המקסימלית של תאי שמש בעלי שכבה בולעת יחידה והיא מכונה מחסום שוקלי-קייזר. נשים לב כי היעילות המקסימלית של תא שמש עם פס אסור ברוחב של 1.1 eV המתאים לסיליקון היא כ-33%. בנוסף מסומנות על האיור הנצילויות של תאי השמש בעלי היעילות הגבוהה ביותר שנמדדה במעבדה עבור תאים מסיליקון (כוכב כחול) וגליום ארסניד (כוכב ירוק). קל לראות כי תאי השמש במעבדות מתקרבים מאוד אל חסם הנצילות המוגדר על ידי התרמודינמיקה.

על מנת להבין טוב יותר את המקור לערכי הנצילות האלו עלינו לבחון את מנגנוני הפסד של תאי שמש אלו. מתוך הניתוח שעשינו עד כה, ניתן להבחין בשלושה מנגנוני הפסד עיקריים:

- פוטונים בעלי אנרגיה הקטנה מהפס האסור- פוטונים אלו לא נבלעים בתא ולכן לא יתרמו ליצירת ההספק. הפסד זה יהיה משמעותי יותר ככל שרוחב הפס האסור גדל.
- תרמליזציה של נשאי מטען- כאשר נבלע בהתקן פוטון בעל אנרגיה הגבוהה מרוחב הפס האסור נשאי מטען מגיעים לאנרגיה הגבוהה מתחתית פס ההולכה ונמוכה מתקרת פס הערכיות. בתהליך שנקרא תרמליזציה נשאי מטען "חמים" אלו מאבדים את עודפי האנרגיה לחום במהירות עד שהם מגיעים אל קצוות הפסים. מאחר והפסד זה תלוי בהפרש בין אנרגיית הפוטון לרוחב הפס האסור, הוא יהיה משמעותי יותר ככל שרוחב הפס האסור קטן.
- רקומבינציה- רקומבינציה רדיאטיבית היא חלק בלתי נפרד מפעולת התא ולכן יש לקחת בחשבון את האנרגיה האובדת כאשר פוטונים נפלטים מההתקן.

בנוסף למנגנונים אלו, ישנם עוד מנגנוני הפסד הנובעים מתרמודינמיקה בסיסית:

- הפסדי בולצמן- הפסדים הנגרמים עקב ההבדל בין המפתח הזוויתי של קרינת השמש, Ω_s והמפתח הזוויתי של הקרינה הנפלטת מהתא $\Omega_a = 2\pi$. הפסד זה מקטין את המתח המקסימלי שהתא מפיק ב- $\frac{kT}{q} \ln(\Omega_a/\Omega_s)$. ניתן לצמצם את הפסד זה על ידי ריכוז קרינה על התא, לדוגמה בעזרת עדשות.

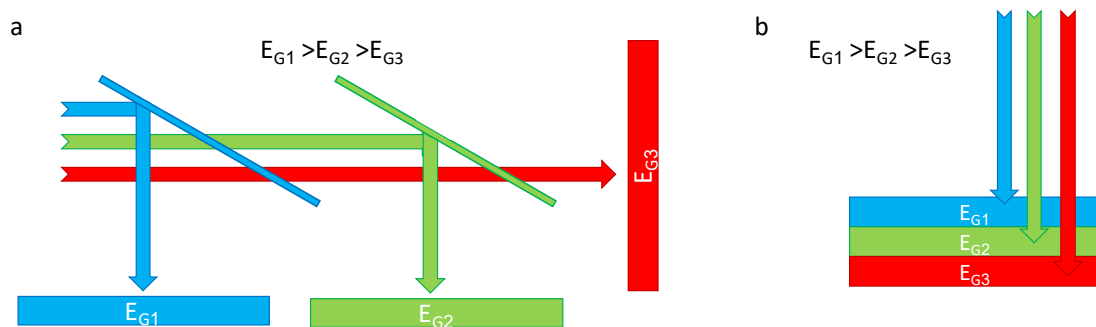


איור 9: מנגנוני הפסד בתאי שמש כתלות ברוחב הפס האסור. מתוך Hirst, Progress in Photovoltaics Research and Applications, 2011

- הפסדי קרנו (Carnot) - בתרמודינמיקה, יש יעילות מקסימלית להמרה של אנרגיה בין שני גופים בטמפרטורות שונות. עבור תאי שמש, יש לקחת בחשבון את טמפרטורת השמש ואת טמפרטורת התא. הפסד זה מקטין את הנצילות בפקטור $1 - T_A/T_S$.

איור 9 מציג את הגודל של כל אחד מההפסדים האלו כתלות ברוחב הפס האסור. קל לראות כי היעילות המקסימלית נקבעת על ידי צמצום של הפסדי תרמליזציה והעברה של פוטונים בעלי אנרגיה הנמוכה מרוחב הפס האסור.

חשוב לציין כי מקורם של הפסדי ההעברה והתרמליזציה בעובדה שספקטרום השמש הוא מטבעו רחב מאוד, וכי האפקט הפוטו-וולטאי מבוסס על סף בליעה אשר מגדיר את הזרם והמתח שהתא מפיק. על כן, המרת אנרגיית שמש בעילות הגבוהה ממחסום שוקלי-קייזר אפשרית על ידי "התאמה" של הספקטרום או על ידי שימוש במספר תאים אשר כל אחד בולע חלק אחר מספקטרום השמש. לדוגמא, ישנם התקנים אופטיים אשר מסוגלים להמיר פוטון אחד אנרגטי בשני פוטונים פחות אנרגטיים בתהליך הנקרא down conversion. המרה ביעילות גבוהה של פוטונים אנרגטיים למספר גדול יותר של פוטונים פחות אנרגטיים (אך שעדיין נבלעים בתא) תוכל להקטין באופן משמעותי הפסדי תרמליזציה. באופן דומה, בתהליך up conversion מומרים שני פוטונים באנרגיה נמוכה בפוטון אחד בעל אנרגיה גבוהה. המרה שכזו יכולה להקטין באופן משמעותי את הפסדי ההעברה. מערכות ל- up conversion ו- down conversion נמצאות בפיתוח כבר שנים רבות. עם זאת היעילות שלהן עדיין נמוכה מכדי לשפר את

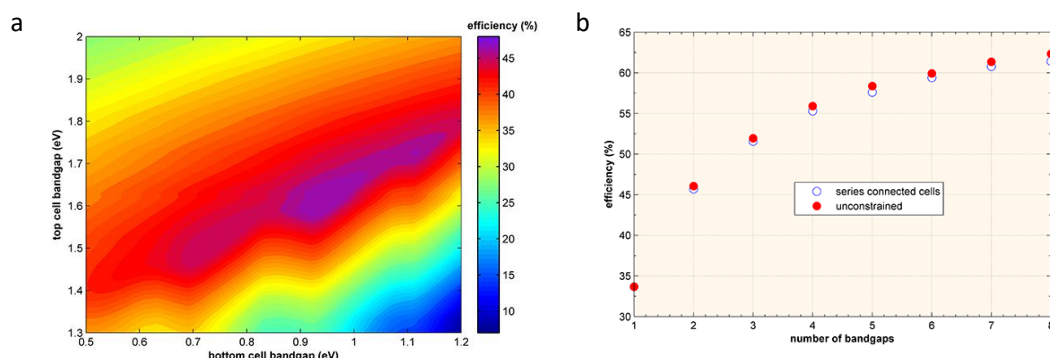


איור 10: (a) מערכת פיצול ספקטרום השמש התאמתו לתת-תאי שמש. (b) תא שמש רב צמתי המורכב משלושה תתי-תאים

הביצועים של תאי שמש. מסיבה זו, הגישה המקובלת ביותר כיום להעלאת הנצילות של תאים היא שימוש במספר צמתיים, כך שכל אחד מהם בולע חלק אחר של ספקטרום השמש.

תאים רב צמתיים

תאים רב צמתיים (multi-junction) הם תאי שמש אשר מורכבים ממספר תת-תאים או צמתיים העשויים מחומרים שונים. כל חומר בולע חלק אחר של ספקטרום השמש ועל ידי כך ניתן לצמצם את ההפסדים הנובעים מהעברה ותרמליזציה. ישנן דרכים רבות לבנות מערכות אשר מאפשרות לתת-תאים להמיר חלקים שונים מספקטרום השמש. איור 10a מציג דוגמה למערכת לפיצול ספקטרום השמש בעזרת מראות סלקטיביות ועל ידי כך לאפשר התאמה של הספקטרום לרוחב הפס האסור של תאים שונים. איור 10b מציג תא שמש רב צמתי המורכב משלושה תת-תאים אשר לכל אחד רוחב פס אסור אחר. תת-התא בשכבה העליונה הוא בעל הפס האסור הרחב ביותר ולכן הוא יהיה שקוף לפוטונים בעלי אנרגיה הנמוכה מרוחב הפס האסור שלו, על כן, אותם פוטונים ימשיכו אל התא השני וכו'. בניגוד למערכת שמתוארת באיור 10a, כאן כל תתי התאים מחוברים בתור ולכן יש להתאים את רוחב הפס האסור של כל אחד מתתי התאים כך שכולם יכלו לפעול ביעילות באותו הזרם. למרות מגבלה זו, מבנים מהסוג הזה הם המתקדמים ביותר מבחינת יעילות. הסיבה לכך היא שאין בהם צורך בתכנון של מערכת אופטית מורכבת אשר נדרשת לפעול ביעילות גבוהה. איור 11 מתאר את היעילות התיאורטית של תא שמש המורכב מזוג צמתיים כתלות ברוחב הפס האסור של כל אחד מהצמתיים. ניתן לראות כי בתא עם שני צמתיים ניתן להגיע לנצילות של כ- 45% עבור פערי אנרגיה של 1.6 eV ו- 0.94 eV. איור 11 מציג את הנצילות המקסימלית של תא שמש כתלות במספר תתי התאים המרכיבים אותו. בגלל השיפור הניכר בחסם הנצילות עם מספר הצמתיים, נעשה מאמץ רב לפתח תת-תאים אשר יוכלו להשתלב עם סיליקון בכדי ליצור תא דו צמתי. אפיק מחקר אחר עוסק בפיתוח של תאים רב צמתיים המבוססים על חומרים ממשפחת III-V כמו גליום ארסניד. כאן, שיא הנצילות הוא של תא המורכב משישה צמתיים (מספר השכבות בפועל גדול בהרבה) עם רוחב פס אסור הנע בין 0.69 eV ו- 2.1 eV ונצילות של למעלה מ- 47% תחת ריכוז קרינה של פי 143 מזו של אור השמש.



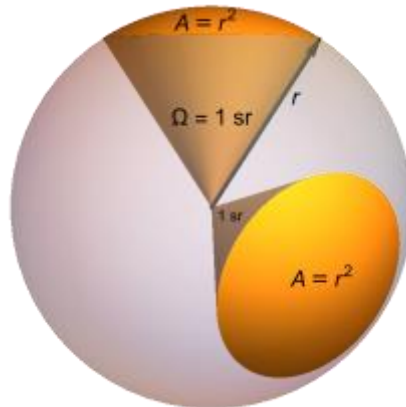
איור 11: (a) היעילות התיאורטית של תא שמש המורכב משני צמתיים כתלות ברוחב הפס האסור של כל תת-תא, (b) היעילות המקסימלית כתלות במספר תתי הצמתיים (מקור: <https://www.pveducation.org/>).

סיכום

בהרצאה זו ניתחנו את הנצילות התיאורטית של תאי שמש. ראשית למדנו מושגים בסיסיים הקשורים לקרינת השמש. לאחר מכן, ניתחנו את חסמי היעילות של תאי שמש אידיאליים אשר מאפשרים לחשב את הנצילות המקסימלית של תאים כתלות ברוחב הפס האסור שלהם. ראינו כי ההפסדים העיקריים כוללים הפסדים שלא ניתן להימנע מהם בגלל התרמודינמיקה של המרת קרינת השמש, אך גם הפסדים הנובעים מעודף האנרגיה של פוטונים יחסית לפס האסור ופוטונים בעלי אנרגיה הנמוכה מרוחב הפס האסור. את שני ההפסדים האחרונים ניתן לצמצם בעזרת תאי שמש המורכבים ממספר תתי תאים אשר לכל אחד רוחב פס אסור שונה המאפשר בליעה של חלק אחר מספקטרום השמש.

נספח: זווית מרחבית

ניתן לאתר זווית מרחבית בתור שדה הראיה שעצם מכסה עבור צופה הנמצא בנקודה מסוימת. בדרך כלל נסמן זווית מרחבית ב- Ω והיחידות שלה הן Steradian, או בקיצור sr. הזווית המרחבית של עצם ב- sr שווה לשטח שהוא מכסה על קליפה כדורית ברדיוס יחידה, בדומה לדרך שבה זווית ברדיאנים מוגדרת על ידי קטע הנשען על קשת עם רדיוס יחידה כמתואר באיור 12.

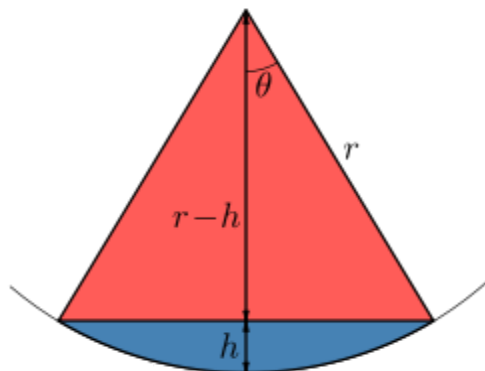


איור 12: הגדרת זווית מרחבית (מתוך ויקיפדיה).

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \quad (23)$$

כאשר A הוא שטח הקליפה המכוסה על ידי העצם ו- r הוא רדיוס הקליפה. עבור עצם עגול שניתן להגדיר על ידי זווית מרחבית קונית עם זווית ראש של θ (ראו איור 13), שטח הקליפה שהעצם מכסה הוא $A = 2\pi r^2(1 - \cos(\theta))$ ולכן

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta)) \quad (24)$$



איור 13: חתך של קונוס המגדיר זווית מרחבית של $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta))$.