

發明專利說明書

(本說明書格式、順序及粗體字，請勿任意更動，※記號部分請勿填寫)

※ 申請案號： 96142727

※ 申請日期： 96.11.12

※IPC 分類：H01L 31/0342 (2006.01)

一、發明名稱：(中文/英文)

具有量子點嵌於能量屏障中之中段光感裝置
INTERMEDIATE-BAND PHOTOSENSITIVE DEVICE WITH
QUANTUM DOTS EMBEDDED IN ENERGY FENCE BARRIER

二、申請人：(共 2 人)

姓名或名稱：(中文/英文)

1. 美國普林斯頓大學信託會
THE TRUSTEES OF PRINCETON UNIVERSITY
2. 美國密西根州立大學
THE REGENTS OF THE UNIVERSITY OF MICHIGAN

代表人：(中文/英文)

1. 約翰 F 瑞特
RITTER, JOHN F.
2. 露斯 L 雷瑟
RASOR, RUTH L.

住居所或營業所地址：(中文/英文)

1. 美國新澤西州普林斯頓市36號信箱
P. O. BOX 36 PRINCETON, NEW JERSEY 08544 U. S. A.
2. 美國密西根州安亞伯市南州街3003號狼獾塔2071室
2071 WOLVERINE TOWER, 3003 SOUTH STATE STREET, ANN
ARBOR, MI 48109-1280, U. S. A.

國籍：(中文/英文)

1. 美國 U.S.A.
2. 美國 U.S.A.

三、發明人：(共 2 人)

姓 名：(中文/英文)

1. 史帝芬 R 福瑞斯特
FORREST, STEPHEN R.
2. 韋國丹
WEI, GUODAN

國 籍：(中文/英文)

1. 美國 U.S.A.
2. 中華人民共和國 P.R.C.

四、聲明事項：

☐ 主張專利法第二十二條第二項 ☐ 第一款或 ☐ 第二款規定之事實，其事實發生日期為： 年 月 日。

☒ 申請前已向下列國家（地區）申請專利：

【格式請依：受理國家（地區）、申請日、申請案號 順序註記】

☒ 有主張專利法第二十七條第一項國際優先權：

1. 美國；2006年11月13日；11/598,006

2.

☐ 無主張專利法第二十七條第一項國際優先權：

1.

2.

☐ 主張專利法第二十九條第一項國內優先權：

【格式請依：申請日、申請案號 順序註記】

☐ 主張專利法第三十條生物材料：

☐ 須寄存生物材料者：

國內生物材料 【格式請依：寄存機構、日期、號碼 順序註記】

國外生物材料 【格式請依：寄存國家、機構、日期、號碼 順序註記】

☐ 不須寄存生物材料者：

所屬技術領域中具有通常知識者易於獲得時，不須寄存。

102年7月30日修正替換頁

五、中文發明摘要：

一 第一半導體材料之複數個層與複數個帶點籬屏障係佈置於一第一電極與一第二電極之間的一堆疊中。每一帶點籬屏障本質上由嵌於一第三半導體材料之兩個層之間並與其直接接觸的一第二半導體材料之複數個量子點組成。該等量子點之波函數重疊為至少一中段。該第三半導體材料之層係配置為穿隧阻障以要求該第一材料之一層中的一第一電子及/或一第一電洞執行量子力學穿隧以達到一個別量子點內的第二材料，並要求該第一半導體材料之一層中的一第二電子及/或一第二電洞執行量子力學穿隧以達到該第一半導體材料之另一層。

六、英文發明摘要：

A plurality of layers of a first semiconductor material and a plurality of dots-in-a-fence barriers disposed in a stack between a first electrode and a second electrode. Each dots-in-a-fence barrier consists essentially of a plurality of quantum dots of a second semiconductor material embedded between and in direct contact with two layers of a third semiconductor material. Wave functions of the quantum dots overlap as at least one intermediate band. The layers of the third semiconductor material are arranged as tunneling barriers to require a first electron and/or a first hole in a layer of the first material to perform quantum mechanical tunneling to reach the second material within a respective quantum dot, and to require a second electron and/or a second hole in a layer of the first semiconductor material to perform quantum mechanical tunneling to reach another layer of the first semiconductor material.

七、指定代表圖：

(一)本案指定代表圖為：第 (1) 圖。

(二)本代表圖之元件符號簡單說明：

110	第一接點
115	第一轉變層
120	塊基質材料/塊基質半導體/塊
130	量子點
150	第二轉變層
155	第二接點

八、本案若有化學式時，請揭示最能顯示發明特徵的化學式：

(無)

九、發明說明：

【發明所屬之技術領域】

本申請案是2005年12月16日申請之美國申請案第11/304,713號(申請中)的部份接續申請案，其內容以引用的方式併入本文中。

本發明一般係關於光感光電子裝置。更明確地說，其係關於使用無機量子點以在一無機半導體基質中提供該中段的中段光感光電子裝置。

【先前技術】

光電子裝置依賴於材料的光學及電子特性以電子上產生或偵測電磁輻射或從環境電磁輻射產生電。

光感光電子裝置將電磁輻射轉換成一電信號或電。亦稱為光伏打("PV")裝置的太陽能電池係特定用以產生電力的一種光感光電子裝置。光導體電池係一種光感光電子裝置，其係結合監視該裝置之電阻的信號偵測電路用以偵測由於吸收的光所致之變化。可接收一施加的偏電壓之光偵測器係一種光感光電子裝置，其係結合測量在該光偵測器係曝露於電磁輻射時所產生之電流的電流偵測電路加以使用。

依據是否存在以下定義的整流接面並還依據是否採用外部施加電壓(亦稱為偏壓或偏電壓)操作該裝置，可區分該等三類光感光電子裝置。光導體電池不具有整流接面，而且通常採用偏壓操作。PV裝置具有至少一整流接面，而且不採用偏壓操作。光偵測器具有至少一整流接面，而且通常但並非總是採用偏壓操作。

如本文所使用，術語"整流"尤其表示介面具有不對稱導

電特徵，即該介面支援較佳的係在一方向上的電子電荷傳輸。術語"光導"一般係關於以下程序：電磁輻射能量係吸收並由此轉換為電荷載子的激發能量，使得載子可在一材料中傳導(即傳輸)電荷。術語"光導材料"表示針對其吸收電磁輻射之特性用以產生電荷載子的半導體材料。當一適當能量的電磁輻射係入射於一光導材料上時，一光子可以係吸收以產生一激發狀態。可存在介入層，除非指定該第一層與該第二層"實體接觸"或"直接接觸"。

在光感裝置的情況中，該整流接面係稱為一光伏打異質接面。為產生佔用實質容量的處於該光伏打異質接面的內部產生電場，常用方法係並置具有適當選定的半導體特性之兩個材料層，尤其針對其費米(Fermi)能階與能帶邊緣。

無機光伏打異質接面的類型包括形成於一p型摻雜材料與一n型摻雜材料之一介面處的p-n異質接面，及形成於一無機光導材料與一金屬之介面處的肖特基阻障(Schottky-barrier)異質接面。

在無機光伏打異質接面中，一直將形成該異質接面之材料表示為一般係n型或p型。此處n型表示多數載子類型係電子。此可視為具有許多處於相對自由能態的電子之材料。p型表示多數載子類型係電洞。此一材料具有許多處於相對自由能態的電洞。

半導體與絕緣體之一共同特徵係"帶隙"。帶隙係使用電子填充的最高能階與空的最低能階之間的能差。在一無機半導體或無機絕緣體中，此能差係價帶邊緣 E_v (價帶之頂部)與導帶邊緣 E_c (導帶之底部)之間的差異。一純材料的帶

隙沒有電子與電洞可存在的能態。唯一可用於導電的載子係具有足夠能量來橫跨該帶隙加以激發的電子與電洞。一般而言，半導體與絕緣體相比具有相對較小的帶隙。

在能帶模型方面，一價帶電子進入導帶的激發產生載子；即，當在該帶隙的導帶側上時電子係電荷載子而當在該帶隙的價帶側上時電洞係電荷載子。

如本文所使用，在平衡條件下相對於能階在一能帶圖上之位置，一第一能階係"超過"、"大於"或"高於"一第二能階。能帶圖係半導體模型之骨幹。如無機材料之慣例，相鄰摻雜材料之能量對準係調整以對準個別材料之費米能階(E_F)，從而彎曲摻雜-摻雜介面與摻雜-本質介面之間的真空能階。

如能帶圖之慣例，積極有利的係電子移向更低能階，反之積極有利的係電洞移向更高能階(其對於一電洞係一較低的位能，但相對於一能帶圖係較高的)。更簡便地說，電子向下落而電洞向上落。

在無機半導體中，在導帶邊緣(E_C)之上可存在一導帶連續區而在價帶邊緣(E_V)之下可存在一價帶連續區。

在無機與有機半導體中，載子遷移率係一重要特性。遷移率測量一電荷載子回應一電場而穿過一導電材料之容易度。與半導體相比，絕緣體一般提供較差的載子遷移率。

【發明內容】

一裝置包含一第一半導體材料之複數個層與複數個帶點籬屏障，其係佈置於一第一電極與一第二電極之間的一堆

疊中。每一帶點籬屏障係佈置於該第一半導體材料之層之一個別兩層之間並與其直接接觸的堆疊中。每一帶點籬屏障本質上由嵌於一第三半導體材料之兩個層之間並與其直接接觸的一第二半導體材料之複數個量子點組成。每一量子點於該第一半導體材料之相鄰層的導帶邊緣與價帶邊緣之間之一能量處提供至少一量子狀態。該複數個量子點之至少一量子狀態的波函數重疊為至少一中段。該第三半導體材料之層係配置為穿隧阻障以要求該第一材料之一層中的一第一電子及/或一第一電洞執行量子力學穿隧以達到一個別量子點內的第二材料。該第三半導體材料之層還係配置為穿隧阻障以要求該第一半導體材料之一層中的一第二電子及/或一第二電洞執行量子力學穿隧以達到該第一半導體材料之另一層而不穿過一量子點。該第一半導體材料與該第三半導體材料的晶格常數較佳的係充分接近以避免引起缺陷(例如 $|\Delta a/a| < 1\%$)。更佳的係，該第三半導體材料與該第一半導體材料晶格匹配。

作為一第一範例材料集，該第一半導體材料係 GaAs，該第二半導體材料係 InAs，而該第三半導體材料係 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，其中 $x > 0$ 。較佳的係，每一 InAs 量子點具有一 $2R$ 之平均橫向斷面與一 ℓ 之高度，其中 $2 \text{ nm} \leq R \leq 10 \text{ nm}$ ，而每一 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層具有一厚度 t ，其中 $0.1R \leq t \leq 0.3R$ 。佈置於兩個帶點籬屏障之間的各 GaAs 層具有一厚度 d ，其中 $2 \text{ nm} \leq d \leq 10 \text{ nm}$ 。一個別帶點籬屏障內的一量子點單位單元之週期係 L ，其中 $2R \leq L \leq 2R + 2 \text{ nm}$ ，而相鄰帶點籬屏障之間的一量子點單位

單元之週期係 L_z ，其中 $L_z = \ell + d + t$ 。為獲得與不具有障籬之傳統結構類似之一載子逃逸速率， $6 \text{ nm} \leq R \leq 8 \text{ nm}$ 。該 GaAs 塊中嵌入的 InAs 量子點之較佳密度係每平方公分 10^{10} 至 10^{12} 個量子點。

作為一第二範例材料集，該第一半導體材料係 InP，該第二半導體材料係 InAs，而該第三半導體材料係 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 。較佳的係，每一 InAs 量子點具有一 $2R$ 之平均橫向斷面與一 ℓ 之高度，其中 $2 \text{ nm} \leq R \leq 12 \text{ nm}$ ，而每一 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 層具有一厚度 t ，其中 $0.1R \leq t \leq 0.3R$ 。佈置於兩個帶點籬屏障之間的各 InP 層具有一厚度 d ，其中 $2 \text{ nm} \leq d \leq 12 \text{ nm}$ 。一個別帶點籬屏障內的一量子點單位單元之週期係 L ，其中 $2R \leq L \leq 2R + 2 \text{ nm}$ ，而相鄰帶點籬屏障之間的一量子點單位單元之週期係 L_z ，其中 $L_z = \ell + d + t$ 。

若該裝置係配置為一 p-i-n 異質結構，則最接近該第一電極的第一材料之複數個層之一第一層係 n 摻雜的，最接近該第二電極的第一材料之複數個層之一第二層係 p 摻雜的，而該第一材料之複數個層之其他層係本質的。該裝置可以係定向使得該 n 摻雜第一層或該 p 摻雜第二層係更接近該基板/半導體晶圓的層。此外，該 n 摻雜第一層與該 p 摻雜第二層之一者可以係該基板/半導體晶圓。

每一量子點中的至少一量子狀態可包括在提供一中段的第二半導體材料之一帶隙之上的量子狀態及/或可包括在提供一中段的第二半導體材料之一帶隙之下的量子狀態。

可將該等帶點籬屏障中的量子點配置於一光感裝置中，

例如太陽能電池。

【實施方式】

一探索用以改良太陽能電池之效率的方法係使用量子點來產生該太陽能電池之帶隙內之一中段。量子點在三維上將電荷載子(電子、電洞及/或激子)限制於離散量子能態。每一量子點的斷面尺寸通常係在數百埃或更小的等級上。除了別的方式以外，可藉由重疊點之間的波函數來區分一中段結構。該"中"段係藉由該等重疊波函數形成之連續小能帶。雖然該等波函數重疊，但相鄰點之間不存在實體接觸。

圖1解說一中段裝置之一範例。該裝置包含一第一接點110、一第一轉變層115、嵌於一半導體塊基質材料120中的複數個量子點130、一第二轉變層150及一第二接點155。

在一由無機材料製成之裝置中，一轉變層(115、150)可以係p型的，而另一轉變層係n型的。該塊基質材料120與該等量子點130可以係本質的(未摻雜)。該等轉變層115、150與該塊基質材料120之間的介面可在該裝置內提供整流、偏極電流。或者，可藉由該等接點(110、155)與該等轉變層(115、150)之間的介面提供電流整流。

根據能帶的配置，該中段可對應該等點130中的帶隙之上的最低量子狀態或該等點130中的帶隙之下的最高量子狀態。

圖2A、2B、3A及3B係透過一無機塊基質材料120中的範

例無機量子點 130 之斷面的能帶圖。在該等點內，導帶係分成量子狀態 275，而價帶係分成量子狀態 265。

在圖 2A 與 2B 中，一點之導帶中的最低量子狀態 ($E_{e,1}$) 提供該中段 280。一具有能量 $h\nu_1$ 之第一光子的吸收使一電子的能量增加 E_L ，從而將該電子從該價帶激發至該量子點之導帶電子接地狀態 $E_{e,1}$ 。一具有能量 $h\nu_2$ 之第二光子的吸收使該電子的能量增加 E_H ，從而將該電子從該量子點之接地狀態 $E_{e,1}$ 激發至該塊半導體 120 之導帶邊緣，隨之該電子可自由貢獻光電流。一具有能量 $h\nu_4$ 之第三光子的吸收使一電子的能量增加 E_G ，從而將該電子直接從該價帶激發至該導帶中 (其亦可在該塊基質材料 120 本身中發生)，隨之該電子可自由貢獻光電流。

在圖 3A 與 3B 中，該價帶中的最高量子狀態 ($E_{h,1}$) 提供該中段 280。一具有能量 $h\nu_1$ 之第一光子的吸收使具有能量 $E_{h,1}$ 之電子的能量增加 E_H ，從而將該電子從該帶隙之價帶側激發至該導帶中，從而產生一電子電洞對。概念上，此可以係視為使該導帶中之一電洞激發 E_H ，從而將該電洞移入該 $E_{h,1}$ 量子狀態。一具有能量 $h\nu_2$ 之第二光子的吸收使該電洞的位能增加 E_L ，從而將該電子從該量子點之接地狀態 $E_{h,1}$ 激發至該塊半導體 120 之價帶邊緣，隨之該電洞可自由貢獻光電流。

圖 4 解說針對該中段裝置之能帶圖，使用具有圖 2A 與 2B 中顯示之輪廓的點陣列。相鄰量子點之間的 $E_{e,1}$ 態之重疊波函數的集合提供該塊基質半導體 120 的導帶邊緣 (E_C)

與價帶邊緣(E_v)之間的中段280。如在相同裝置中，若省略該等量子點，則能量 $h\nu_4$ 之光子的吸收產生電子電洞對，從而產生光電流。該中段280允許兩個子帶隙光子 $h\nu_1$ 與 $h\nu_2$ 的吸收，從而導致額外光電流的產生。在圖4中，配置該等轉變層115與150以產生整流。

圖5解說包括一球形量子點陣列之裝置的斷面。實際上，該等點的實際形狀取決於製造技術的選擇。例如，可將無機量子點形成為一膠體溶液中的半導體奈米微晶，例如此項技術中已知的"溶膠凝膠"程序。對於某些其他配置，即使實際點並非真的球體，球體仍可提供一精確模型。

例如，已成功用於在一無機基質中產生無機量子點之一磊晶方法係Stranski-Krastanow方法(有時在文獻中拼作Stransky-Krastanow)。此方法有效地在該等點與該塊基質之間產生一晶格失配應變而最小化晶格損壞與缺陷。Stranski-Krastanow有時係稱為"自組裝量子點"(SAQD)技術。

在使用金屬有機化學汽相沈積(MOCVD)或分子束磊晶(MBE)的晶體生長期間，該等自組裝量子點自發出現並實質上無缺陷。使用該Stranski-Krastanow方法的生長條件，可產生微小點(~ 10 nm)的陣列與堆疊，其係自排序的並具有高面積密度($> 10^{11}$ cm^{-2})與光學品質。自排序量子點(SOQD)技術能夠產生由高密度無缺陷量子點組成的三維準晶體，其中輻射複合占主導。

圖 6 解說藉由該 Stranski-Krastanow 方法製造之一中段裝置的斷面。一濕潤層 132(例如，一單層)係形成於該塊基質材料 120 上。用於形成該濕潤層 132 的材料(例如 InAs)具有不同於該塊材料(例如 GaAs)之一本質晶格間隔，但係生長為與該塊晶格對準之一應變層。然後，自發成核(~1.5 單層)播種該等點，之後係點生長，從而導致量子點層 131。塊 121 的過生長(在該等點層 131 之上)實質上無缺陷。該等點之間的濕潤層(具有在點形成期間保持不變的厚度)對該裝置之電與光學特性沒有明顯貢獻，使得在文獻中常將藉由該 Stranski-Krastanov 方法產生的點解說為類似於圖 5 所解說之該些點的理想球體。(該等點之間的濕潤層不視為該等點之間的"連接"。)

對於無機中段量子點裝置與製造的額外背景，參見 A. Marti 等人的"量子點中段太陽能電池的設計約束"，Physica E 14, 150-157 (2002)；A. Luque 等人的"中段太陽能電池之實際實施方案的進展"，Conference Record of the Twenty-Ninth IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 1190-1193 (2002)；A. Marti 等人的"針對太陽能電池的量子點中段之部分填充"，IEEE Transactions on Electron Devices, 48, 2394-2399 (2001)；Y. Ebiko 等人的"InAs/GaAs 自組裝量子點中的島大小縮放"，Physical Review Letters 80, 2650-2653 (1998)；以及 Petroff 等人的美國專利第 6,583,436 B2 號(2003 年 6 月 24 日)；其各針對此項技術之狀態之其說明以引用方式併入本文中。

近年來一直積極研究量子點中段太陽能電池，因為已判定此類電池具有實現太陽能轉換效率 $>60\%$ 的潛力。參見A. Luque與A. Maui的Phys. Rev. Lett. 78, 5014 (1997)。實際上，低帶隙能量量子點可藉由一單一高能光子的吸收來產生多個電子電洞對(激子)，從而原理上導致超過100%的量子效率。參見R. D. Schaller與V. I. Klimov的Phys. Rev. Lett. 92, 186601-1 (2004)；以及G. S. Philippe的Nature Mater. 4, 653 (2005)。為將光譜響應擴展至更長的波長，需要足夠緊密地封裝窄帶隙量子點(例如InAs)以在該主基質材料(例如GaAs)之間隙內形成一中間能帶。

然而，應變量子點的高濃度引入該點區域中之一高電荷密度($\sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ -參見R. Wetzler、A. Wacker、E. Schll、C. M. A. Kapteyn、R. Heitz與D. Bimberg的Appl. Phys. Lett. 77, 1671 (2000))，而光激發載子(電子與電洞)係藉由該等自組裝量子點快速截獲。因此，一直未實現針對量子點中段太陽能電池預測的極高效率，部分係由於導致電荷截獲及之後點中的光載子之複合的非理想帶結構所致。與要求快速載子截獲的雷射應用(參見L. V. Asryan與R. A. Suris的Semicond. Sci. Technol. 11, 554 (1996))相反，光產生的載子必須穿隧透過或圍繞該等量子點傳輸以避免此等位置處的截獲與複合。

理論模型(參見V. Aroutiounian、S. Petrosyan與A. Khachatryan的Solar Energy Mater. & Solar Cells 89, 165 (2005))確認針對相對較短的複合時間($\sim 2\text{ns}$)，量子點主要

用作複合而非作為產生中心，從而導致光電流隨著該更大帶隙半導體主體內的量子點層數目(N)的增加而減小。中段太陽能電池之點區域中的限制狀態藉由該主體之Si δ 摻雜(參見 A. Marti、N. López、E. Antolin、C. Stanley、C. Farmer、L. Cuadra及 A. Luque的 Thin Solid Films 511, 638 (2006))的部分填充已顯示較有限的成功。雖然此等裝置使光響應延伸至更長波長，但與大帶隙同質接面電池相比，其亦展現一顯著減低的開路電壓(V_{oc})。

實際上，尚無一同質接面 GaAs 電池上之功率轉換效率的改良報告。

儘管一中段之形成改良裝置性能，但結果未能接近光電流的預期理論改良。已針對理想化量子點中段太陽能電池預測功率效率 $>60\%$ 。此目標尚未實現，部分係由於導致電荷截獲及之後該等量子點中的光載子之複合的非理想性與缺少一最佳材料組合所致。

圖7解說當電荷載子衰減至一激發狀態 $E_{e,2}$ (701)或衰減至接地狀態 $E_{e,1}$ (702、703)時，一自由電子係藉由該量子點130截獲。此解激發程序在能量係作為光子吸入該晶格內時減低光電流。電洞亦發生類似載子解激發與截獲。因此，為改良中段太陽能電池的性能，需要減低由於電荷截獲所致的電荷載子解激發。

用於減低解激發截獲之一解決方式係將每一量子點囊封於一薄阻障外殼中，以要求載子執行量子力學穿隧來進入該點。在古典力學中，當一電子撞擊一較高位能之阻障

時，其完全藉由該位能"壁"限制住。在量子力學中，該電子可藉由其波函數表示。該波函數並不突然終止於一有限位能高度之壁處，並且其可穿透該阻障。此等相同原理亦適用於電洞。一電子或電洞穿隧透過一有限高度之阻障的機率 T_i 並不為零，並可藉由求解該薛丁格方程式 (Schrödinger equation) 來決定。依據 T_i ，撞擊一阻障的電子或電洞僅重新出現在該阻障的另一側上。對於量子力學穿隧現象與該薛丁格方程式的額外背景說明，參見下面使用圖 14 至 17 之說明，以及 Robert F. Pierret 的"固態裝置的模式系列第 VI 卷，進階半導體基礎"第 2 章，量子力學要素，25-51, Addison-Wesley Publishing (1989)；以及 Kwok K. Ng 的"半導體裝置完全指南"第 2 版，附錄 B8，穿隧，625-627, Wiley-Interscience (2002)。此等 Pierret 與 Ng 的章節係針對其背景說明以引用方式併入本文中。

圖 8 係該量子點陣列的一般化斷面，各量子點係修改以包括一穿隧阻障 140。

圖 9A 與 9B 係顯示修改以包括一穿隧阻障 140 之一量子點並使高於該帶隙之一量子狀態作為該中段 280 的能帶圖。某些自由電子將藉由該穿隧阻障而係排斥 (901)。此類電子仍可用於貢獻光電流。某些自由電子將穿隧透過該穿隧阻障 (902) 進入並接著離開該點。

若抽象來看該阻障 140，則從該阻障之任一側一自由電子會穿隧透過其的機率係相同的。例如，若一阻障呈現一 0.5 之穿隧機率 (T_i)，則撞擊於該阻障上之一電子 (具有能量

E)將穿隧的機會係50%。然而，該量子點本身內的小限制面積導致一個別電子將在該鬆弛及/或解激發引起該電子落至一更低能態之前逃逸的可能性高得多，因為由於空間限制所致具有 $E_{C,bulk}$ 或更高能量之一電子不斷地撞擊於該阻障之上。

該點內低於該帶隙之電子係藉由具有能量 $h\nu_1$ 之光子而激發至提供該中段一第一量子狀態(例如 $E_{e,1}$)中。從該中段，具有能量 $h\nu_2$ 之一光子可將一電子激發至一能量，其中其將穿隧透過(903)該穿隧阻障140至該塊基質材料120之 $E_{C,bulk}$ 能階。此外，具有一能量 $h\nu_3$ 之一光子可激發一電子越過(904)該阻障140。激發越過該阻障的電子具有一 ΔE_1 之過剩能量。此過剩能量 ΔE_1 在激發越過該阻障之電子衰減至 $E_{C,bulk}$ 能階時迅速損失。此過剩能量的損失與不具有該等穿隧阻障140之截獲的能量損失相比相對更小，且一般而言發生在該電子可藉由一相鄰點截獲之前(即越過而非透過該穿隧阻障140進入一相鄰點)。

一能量 $h\nu_4$ 之光子可將一電子直接從該 $E_{V,bulk}$ 能階激發至一能階，其中其穿隧透過(905)該穿隧阻障140進入該塊基質材料120之 $E_{C,bulk}$ 能階。此外，一具有一能量 $h\nu_5$ 之光子可激發一電子直接從該 $E_{V,bulk}$ 能階越過(906)該阻障140。

為進一步最小化一穿過(902)進入與離開該點之自由電子將經歷解激發的機率，較佳的係一第二量子狀態(例如 $E_{e,2}$)實質上等於該塊材料之 $E_{C,bulk}$ 能階。明確地說，該第二量子狀態較佳的係在該 $E_{C,bulk}$ 能階之 $\pm 5 kT$ 之內(k 係波茲

曼常數(Boltzmann constant)而 T 係操作溫度)，從而產生該第二量子狀態與該 $E_{C,bulk}$ 能階之間的重疊。一自由電子若以對應該點內之一禁止能階的能量進入一點則在統計上更可能由於解激發所致而係截獲，藉由將該點中之第二量子狀態定位於該 $E_{C,bulk}$ 能階之 $\pm 5 \text{ } kT$ 以內，該截獲之機率減小。

針對無機光感裝置的操作溫度通常係指定為具有一 $T = -40^{\circ}\text{C}$ 至 $+100^{\circ}\text{C}$ 之範圍。因而，使用 $+100^{\circ}\text{C}$ 作為一最大限制並針對 $\pm 5 \text{ } kT$ 求解（即， $5 \times 1.3806505 \times 10^{-23} (\text{J/K}) / 1.602 \times 10^{-19} (\text{J/eV}) \times (T^{\circ}\text{C} + 273.15)^{\circ}\text{K}$ ），該第二量子狀態應在該塊基質材料120的導帶邊緣之 $\pm 0.16 \text{ eV}$ 以內。

圖10係針對使用圖9A與9B之量子點之一裝置的能帶圖。該等轉變層115與150係配置成用以產生整流，從而控制電流方向。根據該等量子點與該轉變層115之間的相對近接及越過該阻障140（904或906）逃逸一點之一電子衰減至 $E_{C,bulk}$ 能階所花費的時間，針對某些組態，越過該阻障140逃逸一點之一電子可能具有足夠的能量來產生一反向電流而流入該轉變層115。因此，根據近接與衰減時間，應考量 ΔE_3 ，其係轉變層115之導帶邊緣($E_{C,p\text{-transition}}$)與該穿隧阻障140之導帶邊緣($E_{C,barrier}$)峰值之間的差。為保持與該轉變層115之介面處的整流，該p型轉變層115之 $E_{C,p\text{-transition}}$ 帶隙邊緣較佳的係大於該穿隧阻障之一導帶峰值($E_{C,barrier}$)。

圖11A與11B係顯示修改以包括一穿隧阻障140之一量子

點並使低於該帶隙之一量子狀態作為該中段280的能帶圖。某些電洞將藉由該穿隧阻障而係排斥(1101)。此類電洞仍可用於貢獻光電流。某些電洞將穿隧透過該穿隧阻障(1102)進入並接著離開該點。

如上述電子範例，該量子點本身內的小限制面積導致一個別電洞將在該鬆弛及/或解激發引起該電洞"落"至一更高能態之前逃逸的可能性高得多，因為由於空間限制所致具有 $E_{V,bulk}$ 或更低能量之一電洞不斷地撞擊於該阻障之上。

該點內高於該帶隙之電洞係藉由具有能量 $h\nu_1$ 之光子而激發至提供該中段之一第一量子狀態(例如 $E_{h,1}$)中(如上面使用圖3A與3B說明的概念，該導帶中之電洞的激發在概念上可與該中段中之一電子電洞對的產生互換，其中該電子係激發至該導帶中而該電洞係留在該中段中)。從該中段，一具有能量 $h\nu_2$ 之光子可將該電洞激發至一能量，其中其將穿隧透過(1103)該穿隧阻障140進入該塊基質材料120之 $E_{V,bulk}$ 能階。此外，一具有一能量 $h\nu_3$ 之光子可激發一電洞越過(1104)該阻障140(因為電洞向上落故使用"越過")。激發越過該阻障的電洞具有一 ΔE_2 之過剩能量。此過剩能量 ΔE_2 在激發越過該阻障之電洞衰減至該 $E_{V,bulk}$ 能階時迅速損失。此過剩能量的損失與不具有該等穿隧阻障140之截獲的能量損失相比相對更小，且一般而言發生在該電洞可藉由一相鄰點截獲之前(即，越過而非透過該穿隧阻障140進入一相鄰點)。

一能量 $h\nu_4$ 之光子可將一電洞直接從該 $E_{C,bulk}$ 能階激發至

一能階，其中其穿隧透過(1105)該穿隧阻障140進入該塊基質材料120之 $E_{V,bulk}$ 能階。此外，一具有一能量 $h\nu_5$ 之光子可激發一電洞直接從該 $E_{C,bulk}$ 能階越過(1106)該阻障140。

為進一步最小化一穿過(1102)進入與離開該點之電洞將經歷解激發的機率，較佳的係該量子點之價帶之一第二量子狀態(例如 $E_{h,2}$)實質上等於該塊材料之 $E_{V,bulk}$ 能階。明確地說，該第二量子狀態應在該塊材料的 $E_{V,bulk}$ 能階之 $\pm 5kT$ 之內，從而產生該第二量子狀態與該 $E_{V,bulk}$ 能階之間的重疊。一電洞若以對應該點內之一禁止能階的能量進入一點則在統計上更可能由於解激發所致而係截獲，藉由將該點中之第二量子狀態定位於該 $E_{V,bulk}$ 能階之 $\pm 5kT$ 以內，該截獲之機率減小。

圖12係針對使用圖11A與11B之量子點之一裝置的能帶圖。該等轉變層115與150係再次配置成用以產生整流，從而控制電流方向。根據該等量子點與該轉變層150之間的相對近接及越過該阻障140 (1104或1106)逃逸一點之一電洞衰減至 $E_{V,bulk}$ 能階所花費的時間，針對某些組態，越過該阻障140逃逸一點之一電洞可能具有足夠的能量來產生一反向電流而流入該n型轉變層150。因此，根據近接與衰減時間，應考量 ΔE_4 ，其係轉變層150之價帶邊緣($E_{V,n-transition}$)與該穿隧阻障140之價帶邊緣($E_{V,barrier}$)峰值之間的差。為保持與該轉變層150之介面處的整流，該轉變層150之 $E_{V,n-transition}$ 帶隙邊緣較佳的係低於該穿隧阻障之一價帶峰值($E_{V,barrier}$)。

如本文所使用，針對穿隧電子的一阻障之"峰值"係該阻障的 $E_{C,barrier}$ 之最高能量邊緣，而"基值"等於與該阻障之介面處的塊基質材料中之 $E_{C,bulk}$ 能階。針對穿隧電洞的一阻障之"峰值"係該阻障的 $E_{V,barrier}$ 之最低能量邊緣，而"基值"等於與該阻障之介面處的塊基質材料中之 $E_{V,bulk}$ 能階。

圖9A與9B中說明並明瞭的無機量子點之一特徵係在一無機量子點中該 $E_{e,l}$ 量子狀態可以或可以不對應該量子點材料的導帶邊緣(帶隙之頂部)。習慣解說該點材料之帶隙猶如其係塊材料，即使如配置於該量子點內的材料之帶隙邊緣並非"允許"量子狀態。一無機量子點內的允許量子狀態之位置取決於波函數。如此項技術中已知，可設計該等波函數/量子狀態的位置。如圖9A與9B所解說，此可導致該 $E_{e,l}$ 量子狀態係遠離該帶隙邊緣定位。換言之，一無機量子點中的帶隙邊緣不必係一允許量子狀態。此等特徵亦適用於無機量子點之價帶側(即，圖11A與11B中的 $E_{h,l}$)。

該無機塊基質材料120之一特徵可包括高於與低於該無機塊基質材料之帶隙邊緣之一價帶連續區260與導帶連續區270的形成。此等連續區本質上係一態雲，其狀態密度隨著與該帶隙邊緣的距離而減小。該等連續區的存在意味著越過一穿隧阻障逃逸一點之一電荷載子可離開該點而進入一允許態，其係當決定該載子將落向該帶隙的迅速程度之一考量。對於一帶連續區中之一典型態密度，過剩能量(ΔE_1 、 ΔE_2)的解激發損失仍可能發生於該自由電子可藉由一相鄰點截獲之前(即，越過而非透過該穿隧阻障

140進入一相鄰點)。

對於不具有一阻障層之一無機基質中的一無機點(例如，圖2與3)，該點之上的帶連續區270、260本質上分別開始於 $E_{C,bulk}$ 與 $E_{V,bulk}$ 。相比之下，該阻障140的存在可直接在圖9A與9B中的點之上將該連續區270推得更高，並可直接在圖11A與11B中的點之下將該連續區260推得更低。

圖13係基於圖1之裝置的量子點陣列的斷面，於其係使用該Stranski-Krastanow方法產生並修改以包括該穿隧阻障140的情況下。在沈積該濕潤層132之前，生長(例如MBE、MOCVD)一薄(例如，至少一單層，(例如)0.1至10 nm)阻障層141。接著，在生長該等量子點130之後，生長另一阻障層141，從而囊封各點。

較佳的係，該等阻障層140、141與該塊基質材料120、121晶格匹配。該塊材料與該阻障材料之間的應變失配增加缺陷的可能性。例如，若一薄阻障層之厚度隨位置改變至少一單層，則一失配可導致該阻障層內之一不一致晶格間隔，從而在播種該等點之自發成核期間產生變更。因此，該阻障與該塊基質的晶格匹配最小化連續量子點層與相鄰點之間的非均質的機會。然而，只要該塊與該阻障之間的晶格失配不引起缺陷，可以容許晶格常數" a "之一較小失配(例如 $|\Delta a/a| < 1\%$)。

可使用若干不同材料類型組合來實現圖8至13說明的裝置。

對於該等無機量子點130、131與無機塊基質材料120、

121之任一者，無機半導體材料之範例包括：第 III 至 V 族化合物半導體，例如 AlAs、AlSb、AlP、AlN、GaAs、GaSb、GaP、GaN、InAs、InSb、InP 及 InN；第 II 至 VI 族化合物半導體，例如 CdS、CdSe、CdTe、ZnO、ZnS、ZnSe 及 ZnTe；其他化合物半導體，例如 PbS、PbSe、PbTe 及 SiC；以及此類化合物半導體的三元與四元合金。

對於該等無機穿隧阻障 140、141 之任一者，材料之範例包括上述無機半導體材料，以及諸如氧化物、氮化物或氮氧化物之類的絕緣體。如何選擇具有適當相對能量的材料與如何選擇晶格匹配的材料在此項技術中為人熟知。圖 32 解說各種第 III 至 V 族化合物半導體的晶格常數、波長及能隙。如此項技術中已知，此等化合物之三元與四元合金可以係生長以晶格匹配二元 III 至 V 族化合物。例如，該三元化合物 $Al_xGa_{1-x}As$ 可以係生長以針對 x 之大多數任一值而極為緊密地晶格匹配 GaAs (在大致 0.1% 之內)。同樣，可藉由調整 x 與 y 來使該四元化合物 $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ 與 GaAs 及 InP 兩者晶格匹配 (例如 $Ga_{0.8}In_{0.2}As_{0.65}P_{0.35}$ 晶格匹配 InP)。如另一範例， $Al_{0.48}In_{0.52}As$ 晶格匹配 InP。此外，可使三元與四元化合物彼此晶格匹配。針對合金之晶格常數 (a) 可由魏加氏定律 (Vegard's law) 計算，其給出一等於該等組成二元之加權平均的值。例如，對於 $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ ，

$$a(x,y)=xya_{GaAs}+x(1-y)a_{GaP}+(1-x)ya_{InAs}+(1-x)(1-y)a_{InP}。$$

可以類似方式內插針對合金的一帶隙之近似值。

圖 14 至 17 進一步顯示量子力學穿隧的原理。以下說明與

方程式係基於 Kwok K. Ng 的 "半導體裝置完全指南" 第 2 版，附錄 B8，穿隧，625-627，Wiley-Interscience (2002) 中之說明。除了別的以外，該等說明與方程式已係修改以除電子以外還適應電洞。而且，雖然該量子點材料中與該阻障材料中之一電荷載子的有效質量通常不顯著改變，但該等方程式係修改以使用針對該改變調整之一減低的有效質量。

一般而言，不考慮有機及/或無機材料是否係用於構建該光感裝置，若已知相對於該阻障高度的一載子之能階 E ，則要求三個參數來決定該載子的穿隧機率 T_t ：該穿隧阻障之峰值與該載子之能量之間之差 (ϕ_b) 的絕對值、該阻障於該載子之能階處的厚度 (Δx) 及該阻障的位能輪廓 $U(x)$ 。該阻障之位能輪廓 $U(x)$ 有時稱為該阻障之 "形狀"。圖 14 解說一電子穿隧透過一矩形阻障的範例。

如此項技術中已知，為計算一電子的穿隧機率 T_t ，該波函數 Ψ 必須由該薛丁格方程式來決定：

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m_r^*}{\hbar^2}[E - U(x)]\Psi = 0 \quad (1)$$

其中 m_r^* 係該電荷載子(在此情況中係一電子)之減低的有效質量， $\hbar$ 係減低的普朗克常數 (Planck constant)，而 q 係電子電荷。

該電荷載子之減低的有效質量係：

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_{QD}^*} + \frac{1}{m_{barrier}^*} \quad (2)$$

其中 m_{QD}^* 係該量子點中該電荷載子之有效質量，而 $m_{barrier}^*$ 係該阻障材料中該電荷載子之有效質量。

因為該阻障的位能輪廓 $U(x)$ 並不迅速改變，故方程式(1)可使用 Wentzel-Kramers-Brillouin 近似值加以簡化並係整合以決定該波函數：

$$\left| \frac{\Psi(x_2)}{\Psi(x_1)} \right| = \exp \left\{ - \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m_r^*}{\hbar^2} [U(x) - E]} dx \right\} \quad (3)$$

因為該電子之存在的機率與該波函數數量值的平方成比例，故該穿隧機率 T_t 係藉由以下方程式給出：

$$T_t = \left| \frac{\Psi(x_2)}{\Psi(x_1)} \right|^2 = \exp \left\{ - 2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m_r^*}{\hbar^2} [U(x) - E]} dx \right\} \quad (4)$$

對於圖 14 所解說之矩形阻障的情況，針對該穿隧機率求解方程式(4)係藉由以下方程式給出：

$$T_t = \exp \left\{ - 2 \sqrt{\frac{2m_r^* q \phi_b}{\hbar^2}} \Delta x \right\} \quad (5)$$

如圖 15 所解說(除圖 14 所解說的電子穿隧以外)藉由採取 ϕ_b 的絕對值來調適方程式(5)以亦適用於電洞穿隧，並接著重新配置該方程式以求解該阻障於該載子之能階處的厚度 (Δx) 給出：

$$\Delta x = \frac{-\ln(T_t) \hbar}{2 \sqrt{2m_r^* q |\phi_b|}} \quad (6)$$

其中 m_r^* 係該電荷載子(電子或電洞)之減低的有效質量。

從設計的觀點而言，較佳的係基於該穿隧阻障之基值處的能階來選擇該阻障的厚度 Δx 。若該塊基質係具有導帶連

續區 270 與價帶連續區 260 之一無機材料，則該狀態之密度一般建議具有處於阻障之基值的能階的電荷載子將係主導載子能量。

若該電荷載子的能量 E 等於處於該穿隧阻障之基值的能階，則 $|\phi_b|$ 等於該阻障之高度的絕對值，其係處於該峰值與該穿隧阻障之基值的能階之間的差。此等能階係用於該塊基質材料 120 與該阻障材料 140 之材料的實體特徵。例如，在圖 14 中，該阻障高度等於該阻障材料的 $E_{C,barrier}$ 減去該塊基質材料的 $E_{C,bulk}$ ，在圖 15 中，該阻障高度等於該阻障材料的 $E_{V,barrier}$ 減去該塊基質材料的 $E_{V,bulk}$ 。該阻障材料 $m_{barrier}^*$ 中與該量子點材料 m_{QD}^* 中該電荷載子的有效質量亦係該等個別材料的實體特徵。此外，於該穿隧阻障之基值處的厚度 Δx 等於該穿隧阻障層 140、141 的實體厚度。

例如，若電子係該穿隧電荷載子並將 E 近似為該阻障之基值處的能階，則方程式 (6) 可表達為：

$$\Delta x = \frac{-\ln(T_t)\hbar}{2\sqrt{2m_r^*q|E_{C,barrier} - E_{C,bulk}|}} \quad (6a)$$

同樣，若電洞穿隧透過一無機阻障並將 E 近似為該阻障之基值處的能階，則方程式 (6) 可表達為：

$$\Delta x = \frac{-\ln(T_t)\hbar}{2\sqrt{2m_r^*q|E_{V,barrier} - E_{V,bulk}|}} \quad (6b)$$

因而，若該等材料係已知，則可針對任一穿隧機率 T_t 來決定該阻障層 140 的較佳厚度 Δx 。

在該穿隧阻障 140 之邊界處缺少實質擴散或其他材料互

混，可幾乎始終將該穿隧阻障的位能輪廓 $U(x)$ 近似為矩形。此外，對於任一材料之組合，該阻障層所需的厚度與該穿隧機率之自然對數的負數成正比如下：

$$\Delta x \propto \frac{-\ln(T_t)\hbar}{\sqrt{2m_r^*q|\phi_b|}} \quad (7)$$

可針對任一函數 $U(x)$ 導出用以計算阻障厚度的方程式。不考慮該穿隧阻障的位能輪廓 $U(x)$ ，方程式(7)適用。例如，圖16解說一三角形阻障而圖17解說一拋物線形阻障。

在圖16中，可藉由以下方程式說明位能：

$$U(x) - E = q\phi_b \left(\frac{x}{\Delta x} \right) \quad (8)$$

使用方程式(8)求解方程式(4)，該穿隧機率係藉由以下方程式給出：

$$T_t = \exp \left\{ -\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m_r^*q\phi_b}{\hbar^2}} \Delta x \right\} \quad (9)$$

藉由採取 ϕ_b 的絕對值來調適方程式(9)以亦適用於電洞穿隧並接著重新配置該方程式以求解該阻障於該載子之能階處的厚度 (Δx) 給出：

$$\Delta x = \frac{-3\ln(T_t)\hbar}{4\sqrt{2m_r^*q|\phi_b|}} \quad (10)$$

在圖17中，可藉由以下方程式說明位能：

$$U(x) - E = q\phi_b \left(1 - \frac{4x^2}{\Delta x^2} \right) \quad (11)$$

使用方程式(10)求解方程式(4)，該穿隧機率係藉由以下方程式給出：

$$T_t = \exp \left\{ -\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{2m_r^* q \phi_b}{\hbar^2}} \Delta x \right\} \quad (12)$$

藉由採取 ϕ_b 的絕對值來調適方程式(12)以亦適用於電洞穿隧並接著重新配置該方程式以求解該阻障於該載子之能階處的厚度(Δx)給出：

$$\Delta x = \frac{-2 \ln(T_t) \hbar}{\pi \sqrt{2m_r^* q |\phi_b|}} \quad (13)$$

因而，不考慮該阻障的位能輪廓 $U(x)$ ，方程式(7)適用。

阻障 140 的穿隧機率 T_t 較佳的係在 0.1 與 0.9 之間。可藉由測量該光電流輸出來針對任一設計用實驗方式決定一更精確的機率 T_t ，從而決定要獲得的效率。 T_t 的更佳範圍係在 0.2 與 0.5 之間。

針對任一給定的穿隧機率 T_t 要在阻障高度與阻障厚度之間達到一平衡。看起來好像使該阻障更低會藉由減少用以解激發越過該阻障跳離一點而非穿隧離開一點的載子的能量損失而增加效率。然而，此引入另一低效率，因為針對一相同的穿隧機率 T_t 該阻障層會需要更厚，從而減低專用於產生光電流的裝置之體積百分比。即使該等阻障係由光導材料製成，仍不能預期其對光電流產生有明顯貢獻(由於其相對較大的帶隙所致)。最終結果係較厚的阻障佔據否則會由光導材料組成的空間，從而降低光電流產生與效率。因此，一穿隧阻障的較佳厚度限制係在 0.1 至 10 奈米之間。在 0.1 至 10 奈米之範圍內，該穿隧阻障的厚度較佳的係不超過一量子點之平均斷面厚度(透過一量子點的中

心)的10%

無論係電洞或係電子用作該穿隧電荷載子，一般較佳的係該帶隙之相對側的能階不產生針對相對載子之一陷阱。例如，參考圖9A與9B，該阻障層140之 $E_{V,barrier}$ 較佳的係處於該塊基質120之 $E_{V,bulk}$ 的 $\pm 5kT$ 之內。此一般 $\pm 5kT$ 差亦較佳地用於圖11A與11B中的量子點之導帶側上的 $E_{C,barrier}$ 與 $E_{C,bulk}$ 之間。可選擇該量子點材料以最小化針對相對載子的位能"陷阱"之深度。此外，針對該帶隙之相對側的位能"陷阱"內之一態係較佳地定位以將該陷阱內之一最外部量子狀態保持於該相鄰阻障層140之能階的 $\pm 5kT$ 之內，從而在某種程度上改良一穿過電子或電洞將剛好穿過而無需解激發的機率。

圖式中顯示的該等量子點內能階的數目僅係範例。在該穿隧側上，雖然較佳的係存在至少兩個量子狀態(一者形成該中段而一者係定位以與相鄰塊基質材料的能階重疊)，但可僅存在一單一量子狀態提供該中段。同樣，雖然較佳的係藉由最接近該帶隙的量子狀態來形成該中段，但可使用一更高階的態。只要相鄰點之間的波函數重疊，關於一量子狀態是否可用作一中段之一決定因數係抽吸一載子 E_L 與 E_H 所要求的兩個波長是否將入射至該等點上。

實際上，一能帶不能用作一中段，若透過該能帶抽吸該載子所需的兩個波長將不入射至該等量子點上。例如，若抽吸 E_L 或 E_H 所需的波長之一者係藉由該塊基質材料、該阻

障材料等吸收，則其不會入射至該等量子點上，即使該波長係入射至該光感裝置本身上。對於許多材料，此相同的問題限制透過兩個量子狀態之能帶間抽吸的實用性(例如從該價帶抽吸至一 $E_{e,1}$ 狀態，接著至一 $E_{e,2}$ 狀態並接著進入該導帶)。在任何情況下，穿隧阻障140與塊基質材料120皆需要對具有能量 E_L 與 E_H 的光子實質上透明。在選擇材料中加以平衡的另一考慮係對直接橫跨該塊基質120中與該等點130本身中的塊基質帶隙 E_G (不穿過而進入該中段)之載子轉變的光電流的效率與貢獻。

實驗

若將一穿隧阻障140添加至(例如)一膠體溶液中的點130並且該等塗布的點係散佈於一塊材料基質內，則該塊120中的電荷載子可通過該結構而不必穿隧透過一阻障140。然而，若該等點係藉由上述並在圖13中解說的Stranski-Krastanow技術而形成，則載子將穿隧透過阻障層141來在塊層121之間通過。吾人將包括此一系列穿隧阻障的裝置稱為"帶點籬"(DFENCE)異質結構。

數個 p^+-i-n^+ DFENCE異質結構的分析係執行以測試該架構的性能並驗證電荷截獲的減低。利用GaAs與InP塊層兩者。雖然Stranski-Krastanow生長的InAs量子點之實際形狀係等邊四面體並通常係模型化為球體，但在此等實驗中使用該等量子點作為圓柱體之一簡化近似值，其係發現提供一足夠的近似值。選擇與該個別塊材料晶格匹配的阻障材料。

圖 18 解說一範例 GaAs/InAs 帶點籬結構。該結構包括一 p-GaAs 層 1815、複數個帶點籬屏障及一 n-GaAs 層 1850。一 GaAs 塊層 1821 係生長於各帶點籬屏障之間。還在該 p-GaAs 層 1815 上提供一 GaAs 塊層 1821 以促進該第一帶點籬屏障的一致生長。每一帶點籬屏障包括一包圍 InAs 量子點 1830 之 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 能障 "籬" 1841 與嵌於該 GaAs 同質接面中的濕潤層 1832。

圖 19A 係沿圖 18 中之線 "A" 的透過一點之能量圖，而圖 19B 係沿圖 18 中之線 "B" 的點外之能量圖。咸信該薄 InAs 濕潤層 1832 並非係對點外穿隧特別重要並係作為一特徵從圖 19B 省略。

雖然沈積於該等點之上的理想穿隧阻障係保形的，如圖 13 所解說，但使用相當平的上部阻障層來實施測試。因此，與一保形阻障相比點外載子穿隧(沿圖 18 中之線 "B")係減低，使其更易於藉由該等量子點偵側電荷截獲(如上面使用圖 7 說明)。

在接面內建空乏區域中採用 10 至 20 層藉由 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 阻障包圍之 InAs 量子點的範例性基於 GaAs 的光伏打電池在 AM1.5 光譜輻射之下的最大太陽能功率轉換效率可以高達 45%。更高效率係針對基於 InP 的電池而預期。此表示在具有 <25% 之最大效率的 GaAs 同質接面電池之上的顯著改良。

呈現出一包括非理想電荷複合與洩漏電流效應的模型，其與先前 A. Luque 與 A. Marti 的 Phys. Rev. Lett. 78, 5014

(1997)中說明的量子點太陽能電池之理想化計算形成對比。該新的模型導致一實際DFENCE異質結構太陽能電池，其利用該自組織原型GaAs/InAs系統。計算建議在非理想GaAs結構中該DFENCE結構可使針對一AM1.5太陽光譜之功率轉換效率高達45%(與針對傳統同質接面GaAs電池之<25%相比)，並可使用該InAs/InP系統產出甚至更高的效率。

圖18中的DFENCE異質結構之結構在一GaAs $p^+ - i - n^+$ 結構之本質區域中包括多個量子點1830之層。該等InAs點1830係夾在兩個薄的高帶隙 $Al_xGa_{1-x}As$ 阻障層1841之間，其進而係嵌於GaAs 1821中(且針對最頂部帶點籬層在1821與1850之間)。

由於該模型之目的，InAs點1830在該等GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 阻障中的空間分佈係視為一密集並週期性配置的圓柱體陣列，其長度為 ℓ 且半徑為 R 。假設該 $Al_xGa_{1-x}As$ 屏障的厚度 t 為 $0.1R$ ，而周圍的GaAs層的厚度為 d 。針對該量子點"單位單元"的週期為 L ，其平行於該基板表面的平面，而 $L_z = \ell + d + t$ 垂直於該表面。

為決定該2D能帶結構，應變InAs點與GaAs緩衝之間的導帶偏移係其帶隙之差(在圖19A中係 ΔE_3)的70%，而 $Al_xGa_{1-x}As$ 與GaAs之間的導帶偏移係其帶隙之差(在圖19A中係 ΔE_1)的67%。對於背景，參見R. Colombelli、V. Piazza、A. Badolato、M. Lazzarino、F. B. W. Schoenfeld與P. Petroff的App. Phys. Lett. 76, 1146 (2000)；及P.

Harrison的量子井、線及點(Wiley, 英國, 2005年), 第459頁。

沿圖18之路徑A埋入 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 屏障的週期GaAs/InAs量子點之 Γ 點處的電子與電洞能階係藉由針對具有兩個有限阻障(屏障加上主體層)之量子點使用透過有效質量包絡函數理論決定之矩陣元素加以計算。參見X. X. Han、J. M. Li、J. J. Wu、G. W. Cong、X. L. Liu、Q. S. Zhu與Z. G. Wang的J. Appl. Phys. 98, 053703 (2005)。

隨著該量子大小增加, 該接地狀態光子轉變能量由於針對具有或不具有該等 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 籬的GaAs/InAs量子點結構之減低的限制所致而減小, 如圖20所示。包圍該等InAs量子點之一 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 阻障層($x>0$)的併入由於該籬之額外位能阻障所致而略微增加該接地狀態光子轉變能量。當 $R=8$ nm時, 缺少一籬的最低轉變能量係1.06 eV, 其與類似大小的結構之發光中觀察到的處於 1.05 ± 0.05 eV之吸收峰值一致。參見J. Y. Marzin、J. M. Gérard、A. Izraë、D. Barrier與G. Bastard的Phys. Rev. Lett. 73, 716 (1994)。

一旦在一量子點中光產生一電子電洞對, 該對便可複合或逃逸進入該較寬的帶隙主體內。在逃逸之後, 該等電荷係藉由該接面之內建電場分離並係於該等電極處收集。該複合($1/\tau_{rec}$)與該逃逸速率($1/\tau_{esc}$)之間的競爭決定藉由該等量子點貢獻的光電流。對於背景, 參見W. H. Chang、T. M. Hsu、C. C. Huang、S. L. Hsu與C. Y. Lai的Phys. Rev. B62, 6959 (2000)。

該逃逸速率係基於兩個程序來計算：在存在內建電場的情況下的透過該梯形屏障之直接穿隧，以及從該點量子狀態越過該阻障的熱離子發射。從圖 21，當 $x=0.2$ 時，當該局部能階(定義為該量子點狀態與該 GaAs 阻障之導帶最小值之間的差)與該活化能量(參見 Y. Fu 與 O. Engström 的 J. Appl. Phys. 96, 6477 (2004))兩者隨著範圍從 2 nm 至 11 nm 之半徑增加時該載子逃逸速率從 $2.6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 減小至 $3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 。當 $R \geq 6 \text{ nm}$ 時，與不具有屏障的傳統情況相比，藉由增加該 Al 分率 x 控制的增加該阻障之高度並不導致逃逸速率的顯著改變(參見圖 21)。

來自該等量子點的光電流密度係：

$$j_D(z) = \int_{E_1}^{E_2} e \frac{G(E, z)}{1 + \tau_{esc} / \tau_{rec}} dE, \text{ 其中} \quad (14)$$

$$J_D(z) = \int_0^L j_D(z) dz. \quad (15)$$

此處， e 係基本電荷， $G(E, z)$ 係該 i 區域內該等量子點中光載子產生速率(背景參見 V. Aroutiounian、S. Petrosyan 與 A. Khachatryan 的 J. Appl. Phys. 89, 2268 (2001))，而 E_1 與 E_2 分別係該等量子點中用於吸收的下部與上部能量。而且， z 係由該冶金 p-n 接面測量的該 i 區域(總寬度 z_i)中之位置， $j_D(z)$ 係於位置 z 產生的增量光電流，而 J_D 係從該等 N 個量子點層收集的總光電流。

一量子點的吸收係數係使用費米黃金法則基於該等導帶與價帶邊緣狀態之間的偶極轉變矩陣元素來計算(參見 S. Datta 的量子現象(Addison Wesley, 紐約, 1989年), 第 233

頁)。該光子轉變能量的非均勻高斯增寬為該吸收光譜貢獻一大致 50 meV 的寬度(參見 J. Y. Marzin、J. M. Gérard、A. Izraë、D. Barrier 與 G. Bastard 的 Phys. Rev. Lett. 73, 716 (1994))。對於 InAs 量子點系統，該輻射複合時間通常係 $\tau_{rec} \sim 1 \text{ ns}$ (參見 W. H. Chang、T. M. Hsu、C. C. Huang、S. L. Hsu 與 C. Y. Lai 的 Phys. Rev. B62, 6959 (2000))，如將在隨後分析中所使用。

為瞭解圖 18 中該屏障在沿包括該 InAs 濕潤層之存在的點上(A)與點外(B)路徑的電荷傳輸特性上的效應(背景參見 D. Morris、B. Deveaud、A. Regreny 與 P. Auvray 的 Phys. Rev. B 47, 6819 (1993)；以及 T. K. Suzuki、K. Nomoto、K. Taira 與 I. Hase 的 Jpn. J. Appl. Phys. 36, 1917 (1997))，吾人組合該等包絡函數與有效質量近似值並基於該轉移矩陣方法與該等光載子及阻障能量成函數關係地計算該透射係數(參見 P. Harrison 的量子井、線及點(Wiley，英國，2005 年)，第 459 頁。)。該平均透射係數 $\langle T \rangle$ 表現透過該籬而不截獲於該等離散的量子點能階中的電子與電洞穿隧效率的特徵。接著，該電流等於沿該等點上路徑穿隧的載子數目，其進而等於在該等 GaAs 層中於該能量的穿隧機率與載子數目的乘積。因而， $\langle T \rangle$ 可以係表達為：

$$\langle T \rangle = \frac{\int_0^\infty N_c(E) f(E) T(E) dE}{\int_0^\infty N_c(E) f(E) dE}, \quad (16)$$

其中， $N_c(E)$ 係該 GaAs 導帶狀態密度， $f(E)$ 係該費米-狄拉克(Fermi-Dirac)分佈，而 $T(E)$ 係於入射電子能量 E 的透射係

數。沿路徑 A，當該籬厚度從 0 增加至 1.6 nm 時， $\langle T \rangle$ 從無屏障的 65% 減小至 25% (針對 $x=0.1$)。相反，沿路徑 B， $\langle T \rangle$ 從 24% (無屏障) 減小至 12%。雖然該 InAs 濕潤層與該 GaAs 緩衝之間的導帶偏移 (~ 0.33 eV -- 參見 O. Brandt、H. Lage 與 K. Ploog 的 Phys. Rev. B 45, 4217 (1992)) 與該等 InAs 量子點與該 GaAs 緩衝之導帶偏移 (~ 0.513 eV) 相當，但該濕潤層的極薄 (≤ 2 nm -- 參見 K. Suzuki、K. Nomoto、K. Taira 與 I. Hase 的 Jpn. J. Appl. Phys. 36, 1917 (1997)) 導致該等屏障之間較少離散能階之更高 2D 接地狀態能量。該等量子點中從 3D 至 0D 狀態的共振穿隧對其高 $\langle T \rangle$ 具有貢獻。因此，由於該等薄屏障，光載子主要穿隧透過該等量子點。

由於電子與電洞從該等 InAs 量子點與濕潤層中之狀態的熱離子發射所致的反向暗電流密度 (參見 S. K. Zhang、H. J. Zhu、F. Lu、Z. M. Jiang、X. Wang 的 Phys. Rev. Lett. 80, 3340 (1998)；以及 O. Engström、M. Kaniewska、Y. Fu、J. Piscator 與 M. Malmkvist 的 Appl. Phys. Lett. 85, 2908 (2004)) 係：

$$J_{DR} = evN_{dot} \left[N_{cm} \sigma_e \exp\left(\frac{E_e - \Delta E_{c2} - E_c}{kT}\right) + N_{vm} \sigma_h \exp\left(-\frac{E_e + \Delta E_{v2} - E_v}{kT}\right) \right], \quad (17)$$

其中 N_{dot} 係量子點的面積密度 (針對此材料系統通常在 4.7×10^{10} 與 5×10^{12} cm⁻² 之間 -- 參見 T. S. Yeoh、C. P. Liu、R. B. Swint、A. E. Huber、S. D. Roh、C. Y. Woo、K. E. Lee、J. J. Coleman 的 Appl. Phys. Lett. 79, 221 (2001))， N_{cm} 與 N_{vm} 係 GaAs 中電子與電洞狀態的有效密度， E_c 與 E_v 係

GaAs的導帶與價帶能量， E_e 與 E_h 係針對該等InAs量子點中的電子與電洞的能量特徵值(參考該等InAs量子點的導帶邊緣)， v 係電子的熱速度， σ_e 與 σ_h 分別係電子與電洞捕獲斷面，而 ΔE_2 係 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 與GaAs之間的價帶偏移。

而且，該反向飽和電流 J_0 隨著GaAs與 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層之間的帶隙偏移能量 ΔE 的增加而係減低。併入該等GaAs層與 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 屏障兩者中的產生與複合電流產生：

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)(1 + r_R \beta) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] + [J_{NR} + J_s(N) + J_{DR}] \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1\right] - J_{sc}, \quad (18)$$

其中 r_R 係由於該屏障之併入所致的於平衡處該淨*i*區域複合中的微量增加， β 係於平衡處該*i*區域中的複合電流與得自少數載子擷取的反向漂移電流的比率，而 J_{NR} 係該等本質GaAs區域中的非輻射複合電流(參見N. G. Anderson的J. Appl. Phys. 78, 1850 (1995))。而且， $J_s \propto N$ 係於該等點外位置的介面複合電流(參見J. C. Rimada、L. Hernandez、J. P. Connolly與K. W. J. Barnham的Phys. Stat. Sol. (b) 242, 1842 (2005))，而 J_{sc} 係照明下的短路電流密度。

採用直接能隙半導體(例如GaAs)的太陽能電池具有接近100%的內部量子效率，並作為與照明強度成比例的溫度無關恆定電流源運作。圖22針對量子點中段太陽能電池顯示使用方程式(18)計算的電流密度-電壓特徵。在缺少該等量子點的情況下，所計算的開路電壓 $V_{oc}=1.01$ eV與針對GaAs同質接面太陽能電池的實驗結果一致(參見S. P. Tobin、S. M. Vernon、C. Bajgar、S. J. Wojtczuk、M. R.

Melloch 、 A. Keshavarzi 、 T. B. Stellwag 、 S. Venkatensan、 M. S. Lundstrom與 K. A. Emery的 IEE Trans. Electron Devices 37, 469 (1990))。隨著量子點層數目的增加，由於該等子GaAs帶隙光子的吸收所致 J_{sc} 針對 $x=0.2$ 而增加，同時由於沿路徑B於GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 介面處的複合與該GaAs的*i*區域中之非輻射複合所致 V_{oc} 僅係從1.01 eV ($N=1$)略微減低至0.91 eV ($N=20$)。

圖23顯示1 sun (116 mW/cm²)、AM1.5照明下的DFENCE電池之計算的太陽能功率轉換效率(η_p)。不具有該屏障($x=0$)，由於該InAs中的較大熱激發反向飽和電流($J_{DR} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ A/cm²)與非輻射複合所致 V_{oc} 隨著堆疊的量子點層數目(N)的增加而減小至0.54 eV。相應地，在該量子點單元中該功率轉換效率係從20%(無量子點)減低至15%。因此，在該等量子點中段太陽能電池中該功率轉換效率實際上係減低，如Luque與Marti (Phys. Rev. Lett. 78, 5014 (1997))所提出，其與實驗結果一致。

相反，隨著 $Al_xGa_{1-x}As$ 籬的併入(假定 $x=0.1$ 至0.2)，由於大大減低的 J_{DR} 所致該功率轉換效率可高達36%，其中 $N=6$ 至20個量子點層而 $R=8$ nm。當該等GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 層中的非輻射複合主導該等量子點中之產生時， η_p 隨 N 減小。由於子帶隙光子的吸收與該*i*區域中的複合損失之間的競爭所致， N 的最佳值係從10至20。得自該 $Al_xGa_{1-x}As$ 籬之併入的大大減低的反向飽和電流與從該等量子點增加的短路電流對該增強的功率轉換效率具有貢獻。

Luque等人的模型藉由選擇中間量子能階與塊帶隙之一最佳組合來預測一理想(即無複合或飽和電流效應)假設(即與一特定材料組合無關)量子點單元的最大可達到功率轉換效率(圖24中之曲線(a))。因此，為決定具有可實現材料系統之實際電池的性能用於對該DFENCE架構之比較，需要計算不具有屏障的基於GaAs/InAs之量子點中段太陽能電池之對應最大功率轉換效率。該計算的結果藉由曲線(b)顯示。在此情況下，基於GaAs的中段太陽能電池的最大 η_p 係52%，其中該中段能量在0.6 eV與0.7 eV之間，參考GaAs的價帶邊緣。

假定該單元中所有具有高於該中段能階之能量的入射光子係吸收於該DFENCE異質結構的本質區域中，針對中段能階係0.6 eV之一理想化量子點結構， $N=10$ 的 η_p 之上限接近Luque等人的 $\eta_p=55\%$ (圖24之曲線(c))；相應地，參考InAs量子點中的電洞之離散能階的接地狀態轉變能量應為0.45 eV。不幸的係，由於該量子限制與該等InAs點中的較大應變所致，此一低接地狀態轉變能量不可獲得(參見圖20)。

隨著中段能量或接地狀態轉變能量的增加，該DFENCE結構效率的上限由於子帶隙光電流中之伴隨減低所致而減低。當該中段能量係1.2 eV(對應圖20中的1.05 eV之接地狀態轉變能量)時， $\eta_p=36\%$ ($x=0.2$ ，曲線(c))。由Al濃度 x 之減小引起的位能阻障之減小導致 η_p 的減小，其於相同的1.2 eV之中段能階從28% ($x=0.1$ ，曲線(d))減小至17%

($x=0$ ，曲線(c))。圖 24 中未觀察到從曲線(e)的針對缺少一籬之量子點單元的 η_P 之顯著增強。當該接地狀態光子轉變能量處於 0.9 eV 與 1.05 eV 之間 ($x=0.2$ ，曲線(c))時(對應 1.05 eV 與 1.20 eV 之間之一中段能階)，針對 $N \geq 10$ 可獲得 35% 至 45% 的 η_P 。

基於針對該 GaAs/InAs 帶點籬結構的資料之分析，每一量子點之一平均橫向斷面 ($2R$) 較佳的係滿足 $2 \text{ nm} \leq R \leq 10 \text{ nm}$ ，其中每一 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層具有滿足 $0.1R \leq t \leq 0.3R$ 之一厚度 (t)，而佈置於兩個帶點籬屏障之間的各 GaAs 層具有滿足 $2 \text{ nm} \leq d \leq 10 \text{ nm}$ 之一厚度 (d)。為近似無屏障之結構的逃逸速率，每一點的平均橫向斷面應較佳的係滿足 $6 \text{ nm} \leq R \leq 10 \text{ nm}$ 。一個別帶點籬屏障內之一量子點單位單元的週期 (L) 較佳的係滿足 $2R \leq L \leq 2R + 2 \text{ nm}$ 。InAs 量子點的密度較佳的係每平方公分 10^{10} 至 10^{12} 個量子點。

包括包圍量子點之薄屏障為窄化高性能多接面太陽能電池與理想中段量子點太陽能電池之間的性能間隙打開一新的機會。併入該 DFENCE 能障結構存在數個優點：(i) 藉由調整該屏障之高度(經由半導體合金成分)與厚度而不截獲於該等量子點或濕潤層中可實現透過點上與點外位置之共振穿隧；(ii) 該等籬允許該等量子點主要用作子帶隙光載子產生中心而非用作不合需要之複合的位置而不影響 V_{oc} ；以及(iii)由於該等空乏層邊緣處與該等 InAs 層之內部中的熱產生少數載子所致的反向飽和電流係藉由該籬與該等窄帶隙主體層之間的帶隙偏移而顯著減低。具有此等特

性，基於GaAs的量子點中段DFENCE太陽能電池保證高達45%的功率轉換效率。

還可將採用一能籬的異質結構用於該基於InP的材料系統中。與GaAs/InAs的6%至7%之失配相比，一InP/InAs系統具有大致一3%的晶格失配，使得該InP/InAs系統中的最佳點大小傾向於更小。對於一InP塊，該等InAs量子點中的最小轉變能量可低達0.65 eV(參見M. Holm、M. E. Pistol與C. Pryor的J. Appl. Phys. 92, 932 (2002))，其對應產生幾乎55%之最大功率狀態效率的能量，如圖24所示。

圖25解說一InP/InAs DFENCE結構。該結構包括一p-InP層2515、複數個帶點籬屏障及一n-InP層2550。一InP塊層2521係生長於各帶點籬屏障之間。還在該p-InP層2515上提供一InP塊層2521以促進該第一帶點籬屏障的一致生長。每一帶點籬屏障包括一包圍InAs量子點2530之 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 能障"籬"2541與嵌於該InP同質接面中的濕潤層2532。

圖26A係沿圖25中之線"A"的透過一點之能量圖，而圖26B係沿圖25中之線"B"的點外之能量圖。咸信該薄InAs濕潤層2532並非係對點外穿隧特別重要並係作為一特徵從圖26B省略。

圖27係接地狀態轉變能量對圖25中之結構的量子點半徑(R)的曲線圖，其中屏障的厚度係固定至 $t=0.1R$ 。此處， ℓ 係該點長度且 $\ell=R$ ， d 係該周圍GaAs層的厚度且 $d=5\text{ nm}$ ，而 L 係該基板表面之平面中的量子點之間的距離且 $L=1$

$\text{nm}+2R$ 。還包括針對無穿隧阻障之相同結構的資料。隨著該量子大小增加，該接地狀態光子轉變能量由於針對具有或不具有該等 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 籬的 InP/InAs 量子點結構之減低的限制所致而減小。

如上面針對 GaAs 所說明，針對具有與不具有該等 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 籬的 InP/InAs 結構計算逃逸速率，如圖 28 所示。考慮到圖 28 中的逃逸速率顯現為零，圖 29 中的 y 軸尺度係調整以更清楚地顯示針對該 DFENCE 結構之逃逸速率。

圖 30 係針對具有一 8 nm 之半徑之量子點的功率轉換效率對量子點層數目 (N) 的曲線圖。該 DFENCE 結構另外如圖 27 所說明 ($t=0.1$ $R=0.8$ nm ; $d=5$ nm ; $L=1$ nm+ $2R=17$ nm)。

圖 31 係功率轉換效率對中段能階的曲線圖，其係針對以下條件計算：Luque 模型中提出的理想條件、針對具有 1.34 eV 之帶隙的 InP 的 Luque 模型、該 InP/InAs DFENCE 模型之一上限。該理想 Luque 模型曲線上的標記資料係假定的塊帶隙，其與該橫座標上的中段能階對應以實現最大效率。

基於針對該 InP/InAs 帶點籬結構的資料之分析，每一量子點之一平均橫向斷面 ($2R$) 較佳的係滿足 $2\text{ nm}\leq R\leq 12\text{ nm}$ ，其中每一 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 層具有滿足 $0.1R\leq t\leq 0.3R$ 之一厚度 (t)，而佈置於兩個帶點籬屏障之間的各 InP 層具有滿足 $2\text{ nm}\leq d\leq 12\text{ nm}$ 之一厚度 (d)。一個別帶點籬屏障內之一量子點單位單元的週期 (L) 較佳的係滿足 $2R\leq L\leq 2R+2\text{ nm}$ 。

雖然用於該等實驗的該帶點籬結構之阻障材料與該塊材料晶格匹配，但可容許一晶格常數之較小失配（例如 $|\Delta a/a| < 1\%$ ），只要該失配不引起缺陷。

如上所述，本發明之有機光感裝置可以係用於從入射電磁輻射產生電力（例如，光伏打裝置）。該裝置可以係用於偵測入射電磁輻射（例如，一光偵測器或光導體電池）。若用作一光導體電池，則可省略該等轉變層 115/1815/2515 與 150/1850/2550。

此處解說及/或說明本發明之特定範例。然而，應明白本發明之修改與變更係藉由以上教導涵蓋並在隨附申請專利範圍之條款內而不脫離本發明之精神與範疇。

【圖式簡單說明】

圖1解說一中段太陽能電池。

圖2A與2B係針對一無機基質材料中之一無機量子點之一斷面的能帶圖，其中該導帶中的最低量子狀態提供該中段。

圖3A與3B係針對一無機基質材料中之一無機量子點之一斷面的能帶圖，其中該價帶中的最高量子狀態提供該中段。

圖4係針對圖1之中段太陽能電池的能帶圖，其中在一無機基質材料中具有無機量子點且其中該導帶中的最低量子狀態提供該中段。

圖5解說圖1中之裝置中的量子點陣列之斷面，其係一般理想化並形成於膠體溶液中。

圖6解說圖1中之裝置中的量子點陣列之斷面，在使用該 Stranski-Krastanow方法產生的情況下。

圖7係針對一無機基質材料中之一無機量子點之一斷面的能帶圖，其解說一穿過電子之解激發與截獲。

圖8解說類似於圖5所示之一量子點陣列的斷面，其係修改以包括一穿隧阻障。

圖9A與9B係針對包括穿隧阻障之一量子點之一斷面的能帶圖，其中高於該帶隙之一最低量子狀態提供該中段。

圖10係針對基於圖1中之設計之一太陽能電池的能帶圖，其中量子點係修改以包括該穿隧阻障且其中高於該帶隙之最低量子狀態提供該中段。

圖11A與11B係針對包括穿隧阻障之一量子點之一斷面的能帶圖，其中低於該帶隙之一最高量子狀態提供該中段。

圖12係針對基於圖1中之設計之一太陽能電池的能帶圖，其中量子係修改以包括該穿隧阻障且其中低於該帶隙之最高量子狀態提供該中段。

圖13解說修改以包括該穿隧阻障的量子點陣列之斷面，在使用該 Stranski-Krastanow方法產生的情況下。

圖14與15顯示透過一矩形阻障之穿隧。

圖16顯示一三角形穿隧阻障。

圖17顯示一拋物線形穿隧阻障。

圖18解說GaAs/InAs中段屏障(DFENCE)太陽能電池之結構。路徑A顯示沿點上位置透過GaAs緩衝、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

籬、InAs濕潤層及InAs量子點的傳輸。路徑B顯示沿點外位置透過GaAs緩衝、InAs濕潤層及 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 籬的傳輸。

圖19A與19B係針對從圖18之一DFENCE結構之斷面的能帶圖。圖19A解說一點上能帶圖(沿圖18中之線"A")，而圖19B解說一點外能帶圖(沿圖18中之線"B")。因為該薄InAs濕潤層1832對穿隧具有可忽略的影響，故其不在圖19B中加以表示。

圖20係接地狀態轉變能量對圖18中之結構的量子點半徑(R)的曲線圖，其中針對鋁分率 $x=0$ 、0.1、0.2及0.3該屏障的厚度係固定至 $t=0.1R$ 。此處， ℓ 係該點長度且 $\ell=R$ ， d 係該周圍GaAs層的厚度且 $d=5\text{ nm}$ ，而 L 係該基板表面之平面中的量子點之間的距離且 $L=1\text{ nm}+2R$ 。 $x=0$ 的迹線對應具有穿隧阻障之結構。

圖21係針對與圖20相同之結構的載子逃逸速率對量子點半徑的曲線圖。

圖22係與堆疊的量子點層數目 N ($x=0.2$)成函數關係的針對GaAs DFENCE異質結構的電流密度對電壓之曲線圖。

圖23係當 x 從0增加至0.2時針對具有一8 nm之半徑之量子點的功率轉換效率對量子點層數目(N)的曲線圖。該DFENCE結構另外如圖20所說明($t=0.1\text{ nm}$ $R=0.8\text{ nm}$ ； $d=5\text{ nm}$ ； $L=1\text{ nm}+2R=17\text{ nm}$)。

圖24係功率轉換效率對中段能階之曲線圖，其係針對以下條件計算：(a)論文A. Luque與A. Marti的Phys. Rev. Lett. 78, 5014 (1997)("Luque模型")中提出的理想條件；(b)針對

具有 1.426 eV 之帶隙的 GaAs 的 Luque 模型；以及 (c)、(d) 及 (e) 具有 $x=0.2$ 、 0.1 及 0 之 GaAs/InAs DFENCE 模型的個別上限。曲線 (a) 的標記資料係假定的塊帶隙，其與該橫座標上的中段能階對應以實現最大效率。

圖 25 解說 InP/InAs 中段屏障 (DFENCE) 太陽能電池之結構。路徑 A 顯示沿點上位置透過 InP 緩衝、 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 籬、InAs 濕潤層及 InAs 量子點的傳輸。路徑 B 顯示沿點外位置透過 InP 緩衝、InAs 濕潤層及 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 籬的傳輸。

圖 26A 與 26B 係針對從圖 25 之一 DFENCE 結構之斷面的能帶圖。圖 26A 解說一點上能帶圖 (沿圖 25 中之線 "A")，而圖 26B 解說一點外能帶圖 (沿圖 25 中之線 "B")。因為該薄 InAs 濕潤層 2532 對穿隧具有可忽略的影響，故其不在圖 26B 中加以表示。

圖 27 係接地狀態轉變能量對圖 25 中之結構的量子點半徑 (R) 的曲線圖，其中屏障的厚度係固定至 $t=0.1R$ 。此處， ℓ 係該點長度且 $\ell=R$ ， d 係該周圍 GaAs 層的厚度且 $d=5\text{ nm}$ ，而 L 係該基板表面之平面中的量子點之間的距離且 $L=1\text{ nm}+2R$ 。還包括針對無穿隧阻障之相同結構的資料。

圖 28 係針對如圖 25 之結構與不具有穿隧阻障之一等效結構的載子逃逸速率對量子點半徑之曲線圖。

圖 29 係針對如圖 25 之結構的載子逃逸速率對量子點半徑的曲線圖。考慮到圖 28 中的逃逸速率顯現為零，圖 29 中的 y 軸尺度係調整以更清楚地顯示針對該 DFENCE 結構之逃逸速率。

圖 30 係針對具有一 8 nm 之半徑之量子點的功率轉換效率對量子點層數目 (N) 的曲線圖。該 DFENCE 結構另外如圖 27 所說明 ($t=0.1$ R=0.8 nm ; $d=5$ nm ; $L=1$ nm+2R=17 nm)。

圖 31 係功率轉換效率對中段能階的曲線圖，其係針對以下模型計算：Luque 模型中提出的理想條件、針對具有 1.34 eV 之帶隙的 InP 的 Luque 模型、該 InP/InAs DFENCE 模型之一上限。該理想 Luque 模型上的標記資料係假定的塊帶隙，其與該橫座標上的中段能階對應以實現最大效率。

圖 32 解說針對各種常見化合物半導體的晶格常數、峰值吸收波長及能隙之間的關係。此等半導體的三元與四元組合(在所示點之間)提供具有不同能隙之晶格匹配材料。

該等圖式中的結構不必按比例繪製。

【主要元件符號說明】

110	第一接點
115	第一轉變層
120	塊基質材料/塊基質半導體/塊
121	塊/塊基質材料
130	量子點
131	量子點層
132	濕潤層
140	穿隧阻障/阻障層/阻障材料
141	阻障層/穿隧阻障
150	第二轉變層
155	第二接點

260	價帶連續區
265	量子狀態
270	導帶連續區
275	量子狀態
280	中段
701	激發狀態 $E_{e,2}$
702	接地狀態 $E_{e,1}$
703	接地狀態 $E_{e,1}$
1815	p-GaAs層 / 轉變層
1821	GaAs塊層
1830	InAs量子點
1832	InAs濕潤層
1841	$Al_xGa_{1-x}As$ 能障 " 籬 "
1850	n-GaAs層 / 轉變層
2515	p-InP層 / 轉變層
2521	InP塊層
2530	InAs量子點
2532	InAs濕潤層
2541	$Al_{0.48}In_{0.52}As$ 能障 " 籬 "
2550	n-InP層 / 轉變層

十、申請專利範圍：

102年7月30日修正本

1. 一種光感光電子裝置，其包含：

一第一電極與一第二電極；

一第一半導體材料之複數個層，其係佈置於該第一電極與該第二電極之間之一堆疊中；以及

複數個帶點籬屏障層，各帶點籬屏障層本質上由嵌於一第三半導體材料之兩個層之間並與其直接接觸的一第二半導體材料之複數個量子點組成，其中各帶點籬屏障層係佈置於該第一半導體材料之該複數層之一個別兩層之間並與其直接接觸之該堆疊中，

其中每一量子點於該第一半導體材料的相鄰層之一導帶邊緣與一價帶邊緣之間之一能量處提供至少一量子狀態，該複數個量子點之至少一量子狀態的波函數用以重疊為至少一中段，以及

該第三半導體材料之該等層係配置為穿隧阻障以要求該第一半導體材料之一層中的一第一電子及/或一第一電洞執行量子力學穿隧以達到一個別量子點內的該第二半導體材料，並要求該第一半導體材料之一層中的一第二電子及/或一第二電洞執行量子力學穿隧以達到該第一半導體材料之另一層。

2. 如請求項1之裝置，其中該第三半導體材料與該第一半導體材料晶格匹配。

3. 如請求項1之裝置，其中該第一半導體材料係GaAs，該第二半導體材料係InAs，而該第三半導體材料係 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，

其中 $x > 0$ 。

4. 如請求項3之裝置，其中：

每一 InAs 量子點具有一 $2R$ 之平均橫向斷面與一 ℓ 之高度，其中 $2 \text{ nm} \leq R \leq 10 \text{ nm}$ ；

每一 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層具有一厚度 t ，其中 $0.1R \leq t \leq 0.3R$ ；
以及

佈置於兩個帶點籬屏障層之間的各 GaAs 層具有一厚度 d ，其中 $2 \text{ nm} \leq d \leq 10 \text{ nm}$ 。

5. 如請求項4之裝置，其中：

一個別帶點籬屏障層內之一量子點單位單元的一週期係 L ，其中 $2R \leq L \leq 2R + 2 \text{ nm}$ ；以及

相鄰帶點籬屏障層之間之一量子點單位單元之一週期係 L_z ，其中 $L_z = \ell + d + t$ 。

6. 如請求項4之裝置，其中 $6 \text{ nm} \leq R \leq 8 \text{ nm}$ 。

7. 如請求項6之裝置，其中每平方公分存在 10^{10} 至 10^{12} 個量子點。

8. 如請求項3之裝置，其中最接近該第一電極的複數個 GaAs 層之一第一層係 n 摻雜的，最接近該第二電極的該複數個 GaAs 層之一第二層係 p 摻雜的，而該複數個 GaAs 層之其他層係本質的。

9. 如請求項3之裝置，其中每一量子點中之該至少一量子狀態包括提供一中段的高於 InAs 之一帶隙的一量子狀態。

10. 如請求項3之裝置，其中每一量子點中之該至少一量子

狀態包括提供一中段的低於InAs之一帶隙的一量子狀態。

11. 如請求項1之裝置，其中該第一半導體材料係InP，該第二半導體材料係InAs，而該第三半導體材料係 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 。

12. 如請求項11之裝置，其中：

每一InAs量子點具有一 $2R$ 之平均橫向斷面與一 ℓ 之高度，其中 $2\text{ nm} \leq R \leq 12\text{ nm}$ ；

每一 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 層具有一厚度 t ，其中 $0.1R \leq t \leq 0.3R$ ；以及

佈置於兩個帶點籬屏障層之間的各InP層具有一厚度 d ，其中 $2\text{ nm} \leq d \leq 12\text{ nm}$ 。

13. 如請求項12之裝置，其中：

一個別帶點籬屏障層內之一量子點單位單元的一週期係 L ，其中 $2R \leq L \leq 2R + 2\text{ nm}$ ；以及

相鄰帶點籬屏障層之間之一量子點單位單元之一週期係 L_z ，其中 $L_z = \ell + d + t$ 。

14. 如請求項11之裝置，其中最接近該第一電極的複數個InP層之一第一層係n摻雜的，最接近該第二電極的該複數個InP層之一第二層係p摻雜的，而該複數個InP層之其他層係本質的。

15. 如請求項11之裝置，其中每一量子點中之該至少一量子狀態包括提供一中段的高於InAs之一帶隙的一量子狀態。

16. 如請求項11之裝置，其中每一量子點中之該至少一量子狀態包括提供一中段的低於InAs之一帶隙的一量子狀態。
17. 如請求項1之裝置，其中最接近該第一電極的該第一半導體材料之該複數個層之一第一層係n摻雜的，最接近該第二電極的該第一半導體材料之該複數個層之一第二層係p摻雜的，而該第一半導體材料之該複數個層之其他層係本質的。
18. 如請求項1之裝置，其中每一量子點中之該至少一量子狀態包括提供一中段的高於該第二半導體材料之一帶隙的一量子狀態。
19. 如請求項1之裝置，其中每一量子點中之該至少一量子狀態包括提供一中段的低於該第二半導體材料之一帶隙的一量子狀態。

十一、圖式：

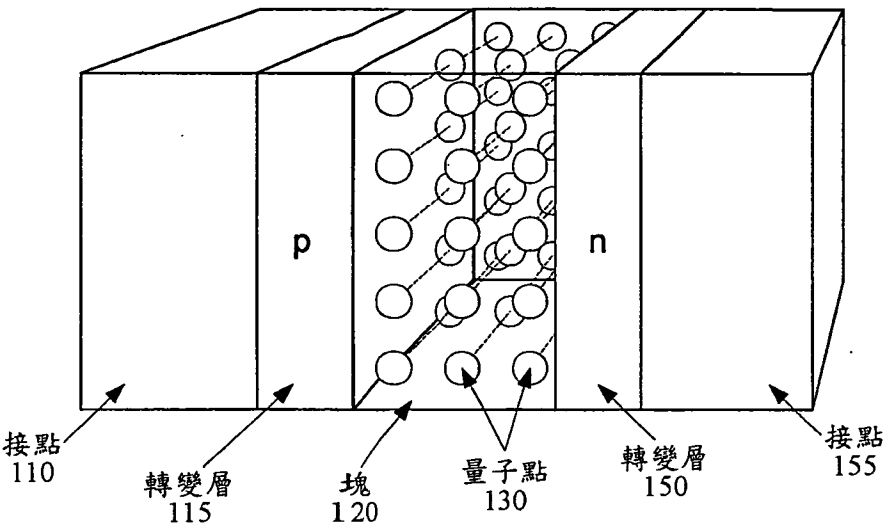


圖 1

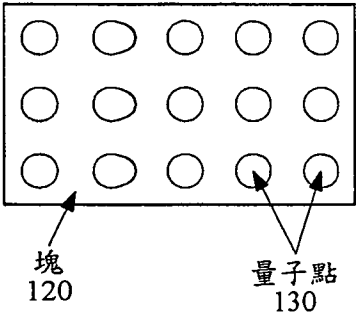


圖 5

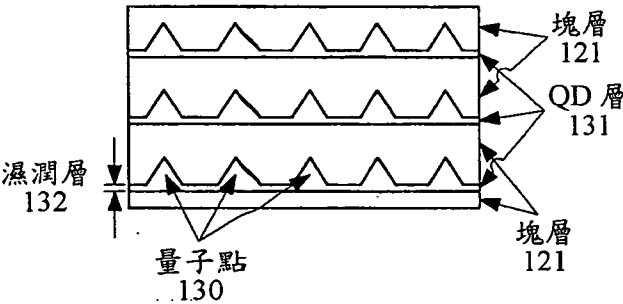
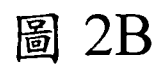
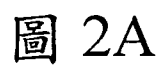


圖 6



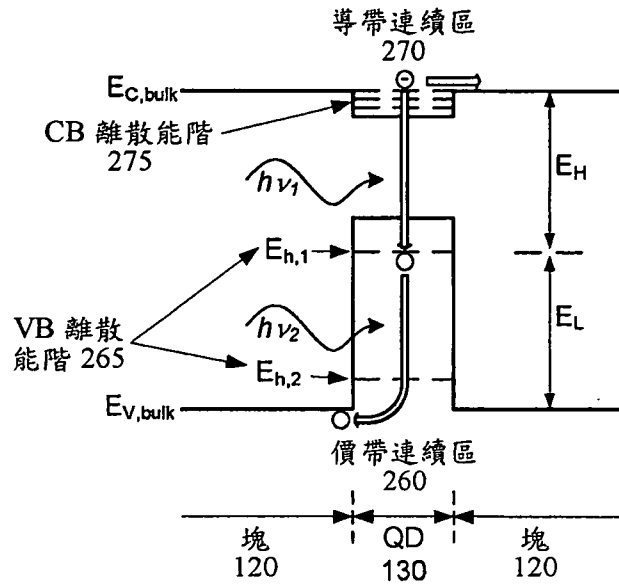


圖 3A

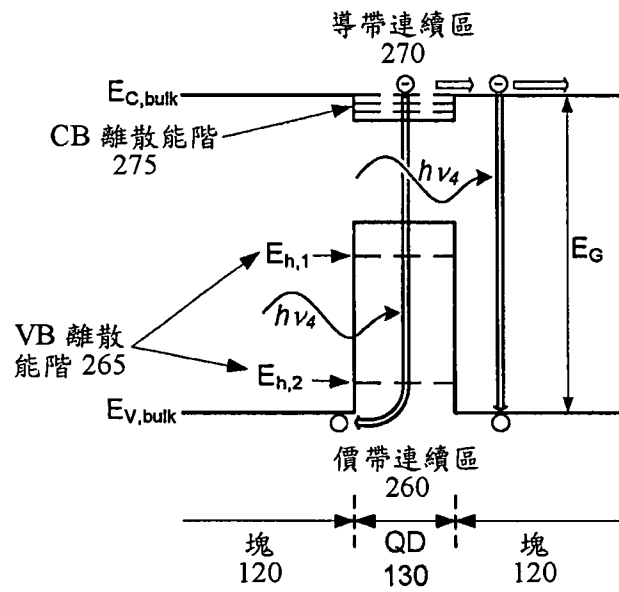


圖 3B

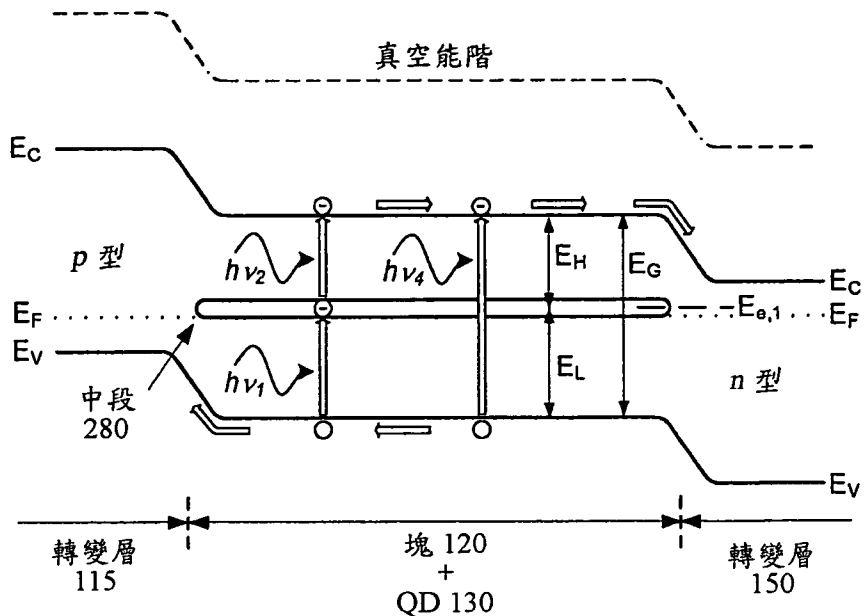


圖 4

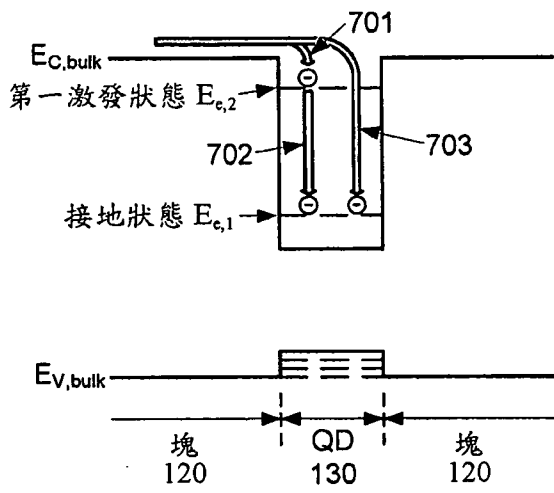


圖 7

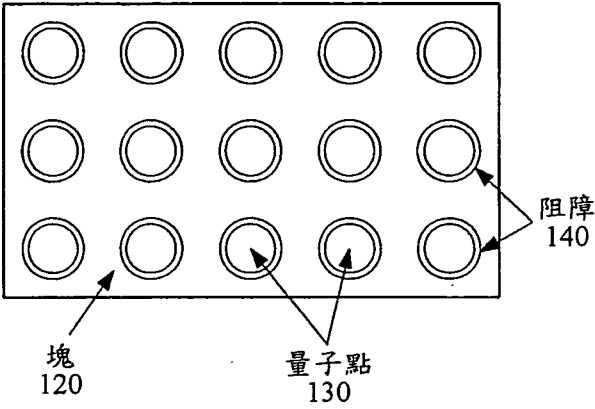


圖 8

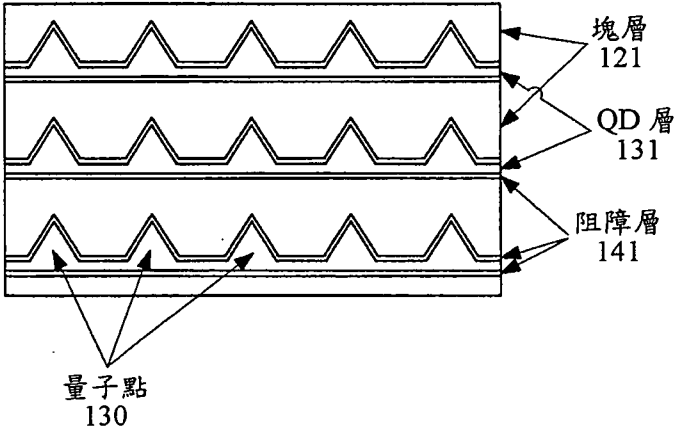


圖 13



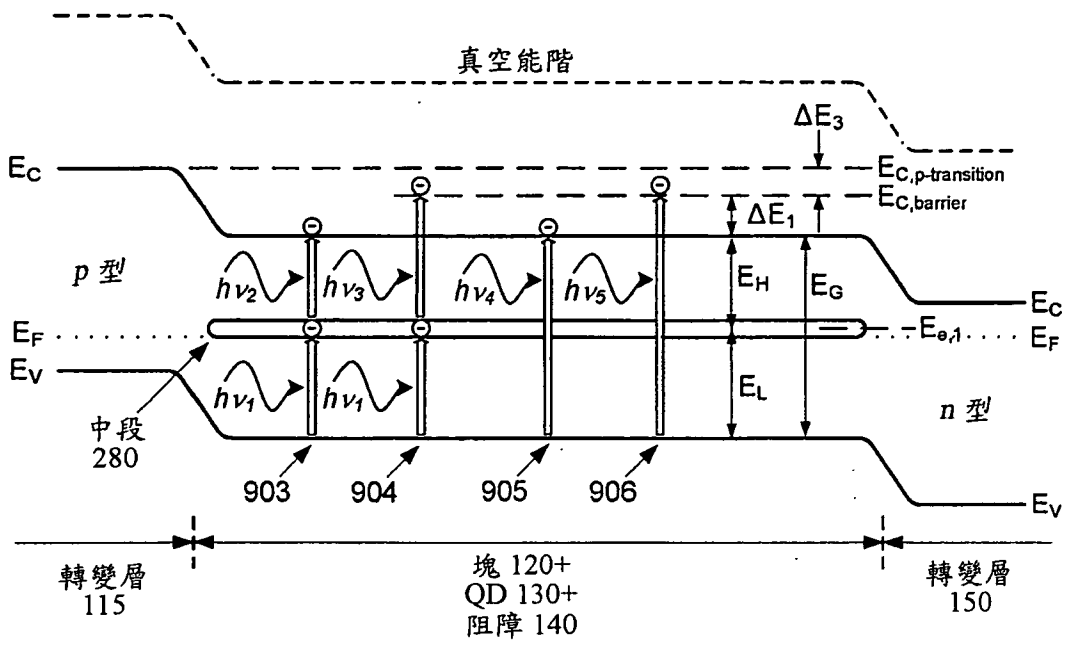


圖 10

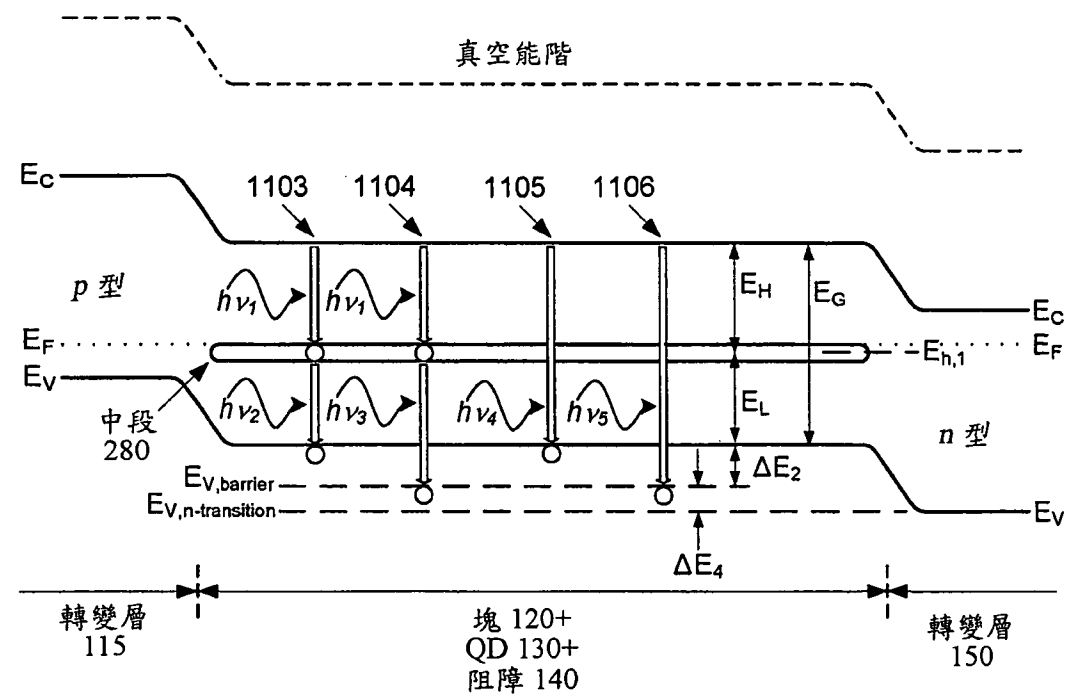
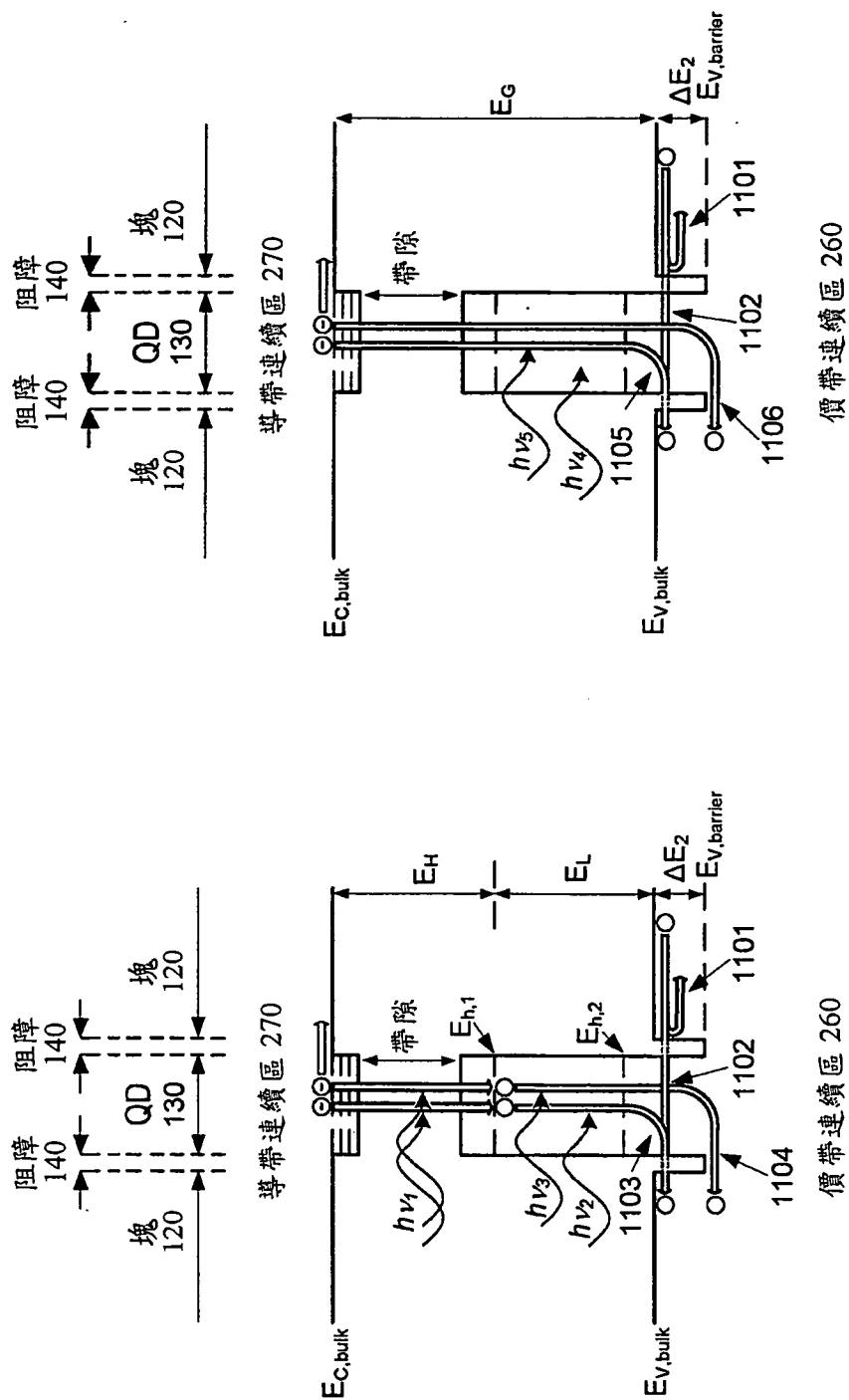


圖 12



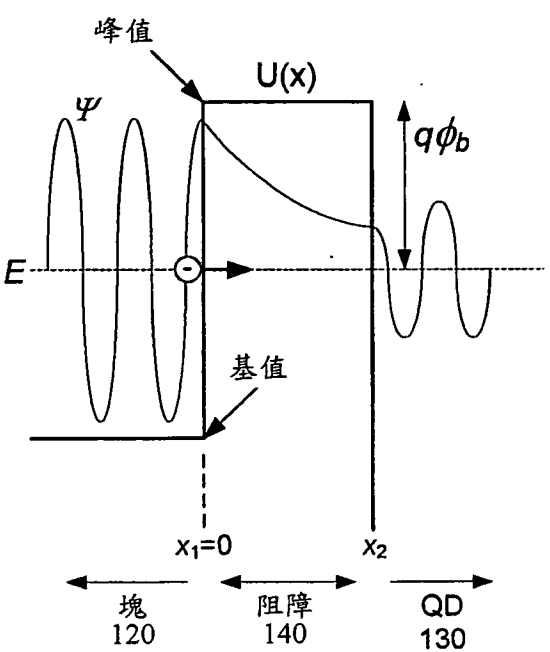


圖 14

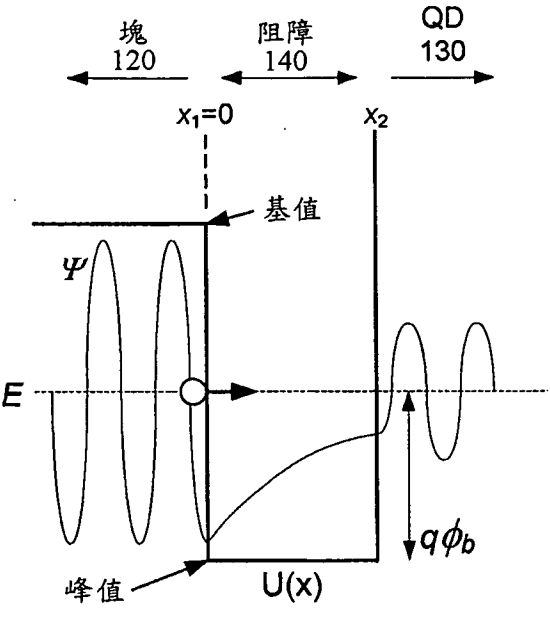


圖 15

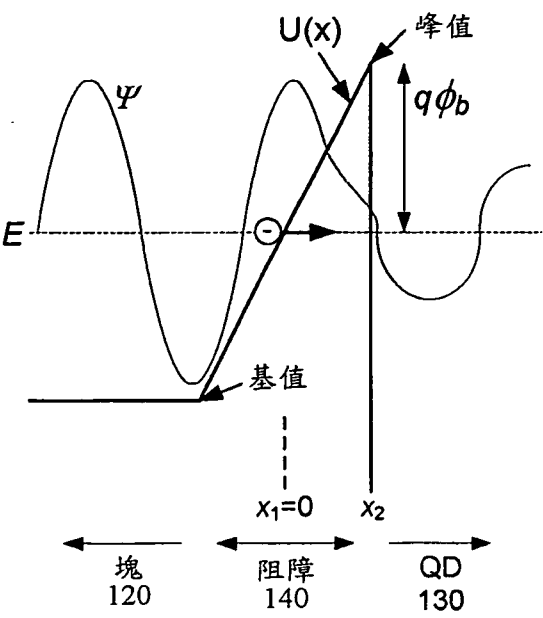


圖 16

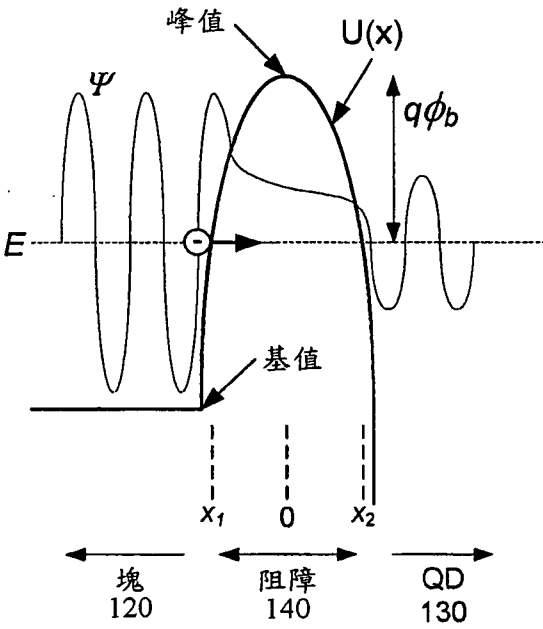


圖 17

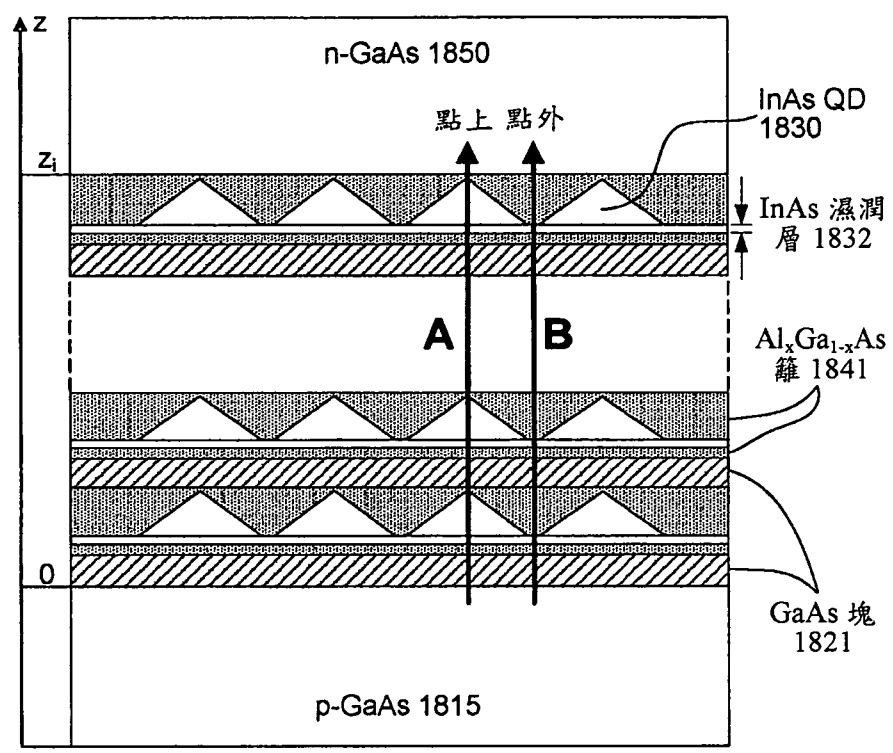


圖 18

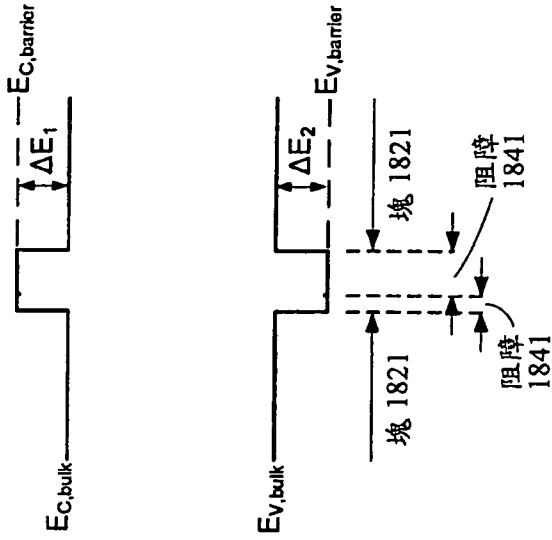


圖 19B

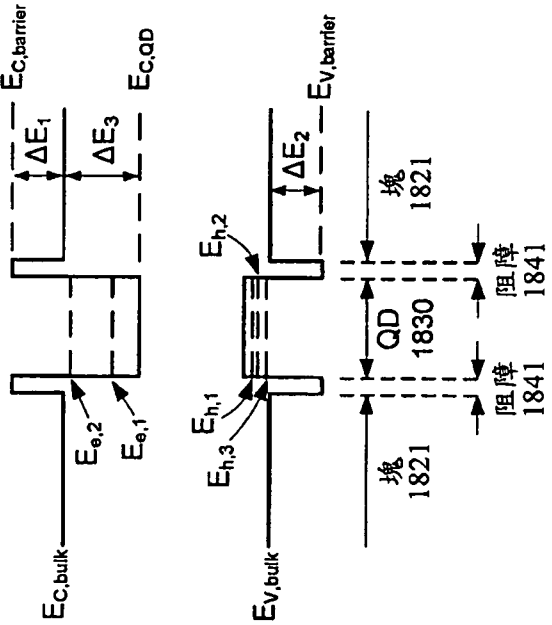


圖 19A

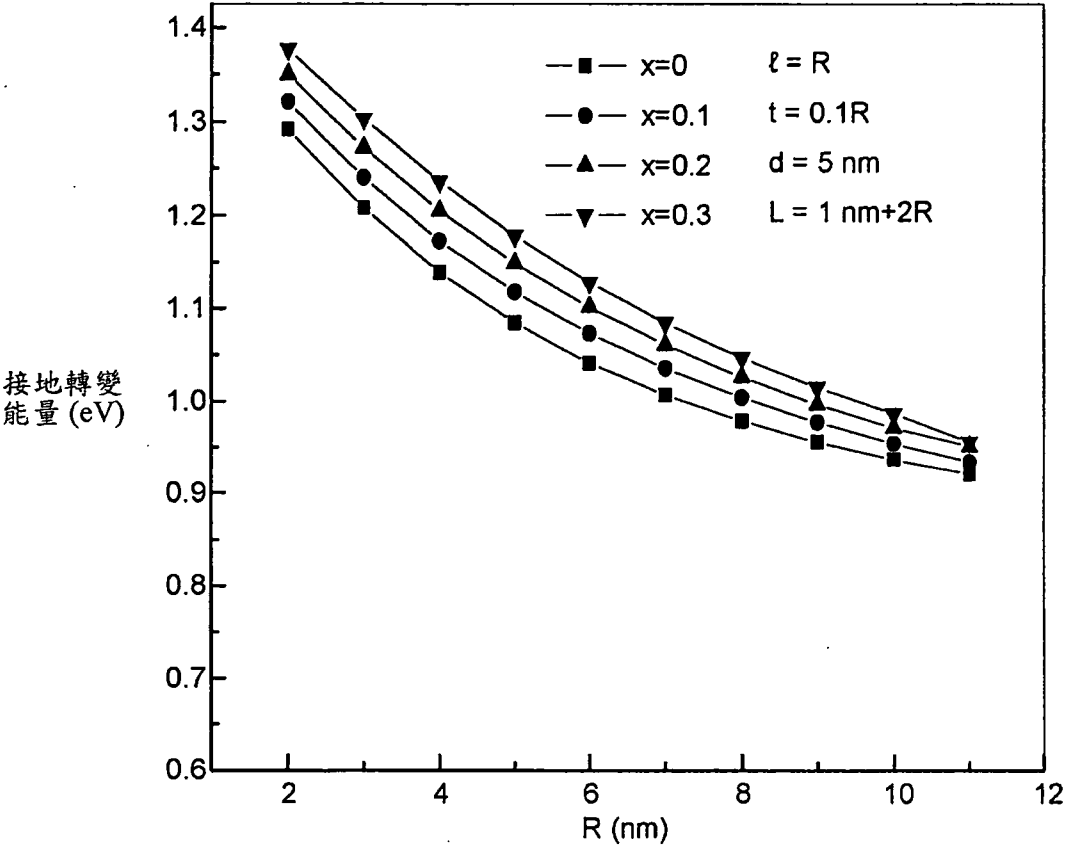


圖 20

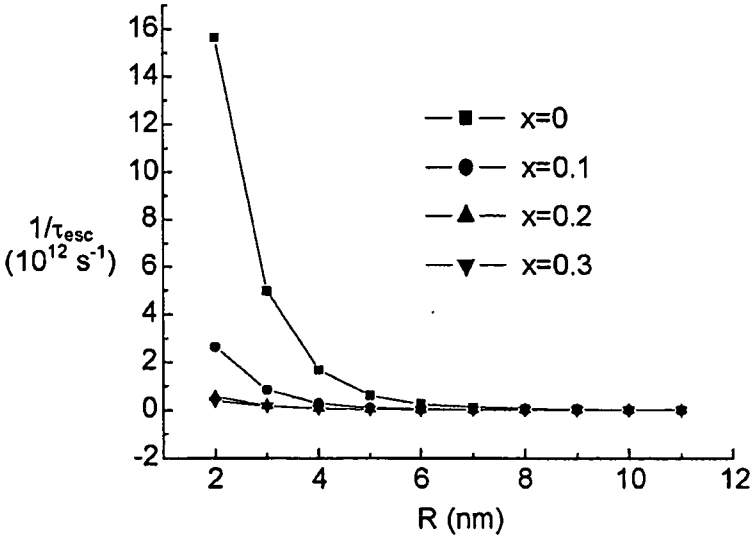


圖 21

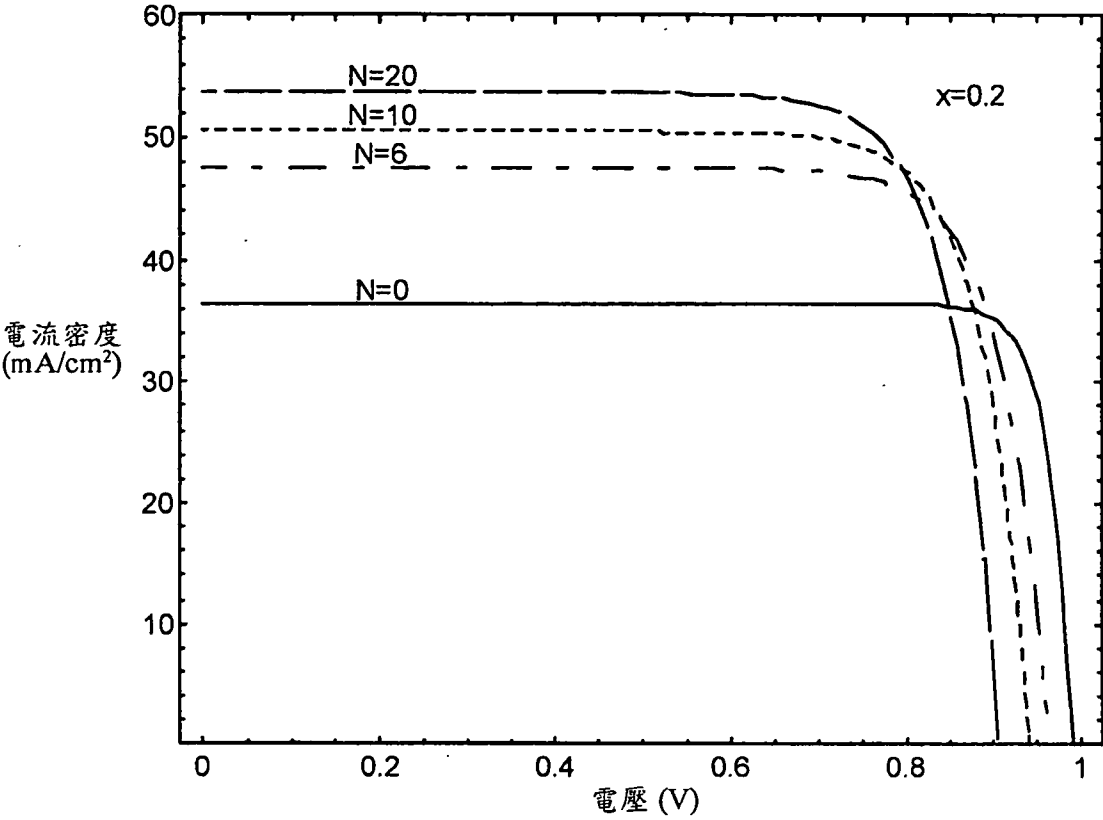


圖 22

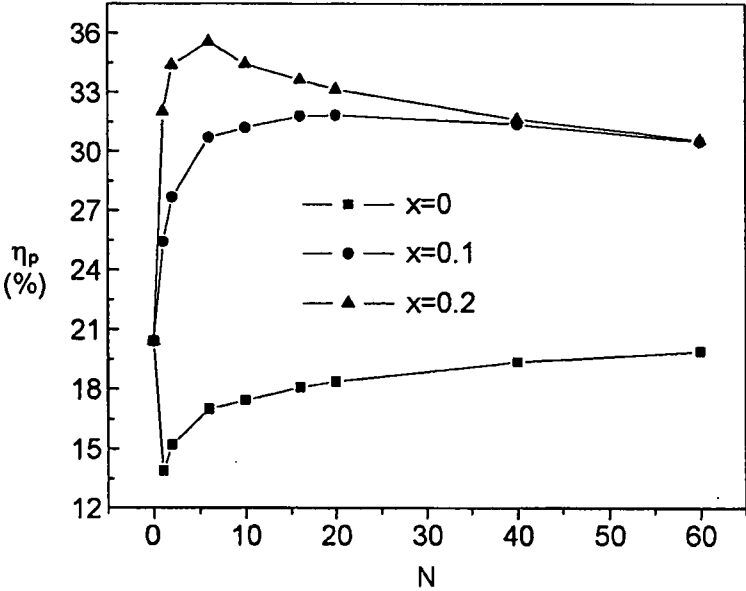


圖 23

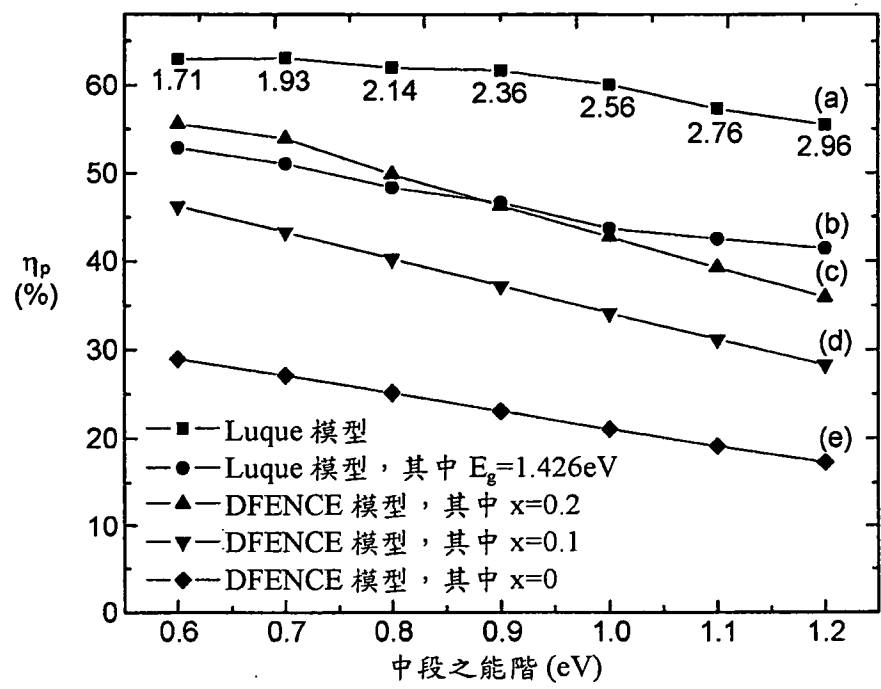


圖 24

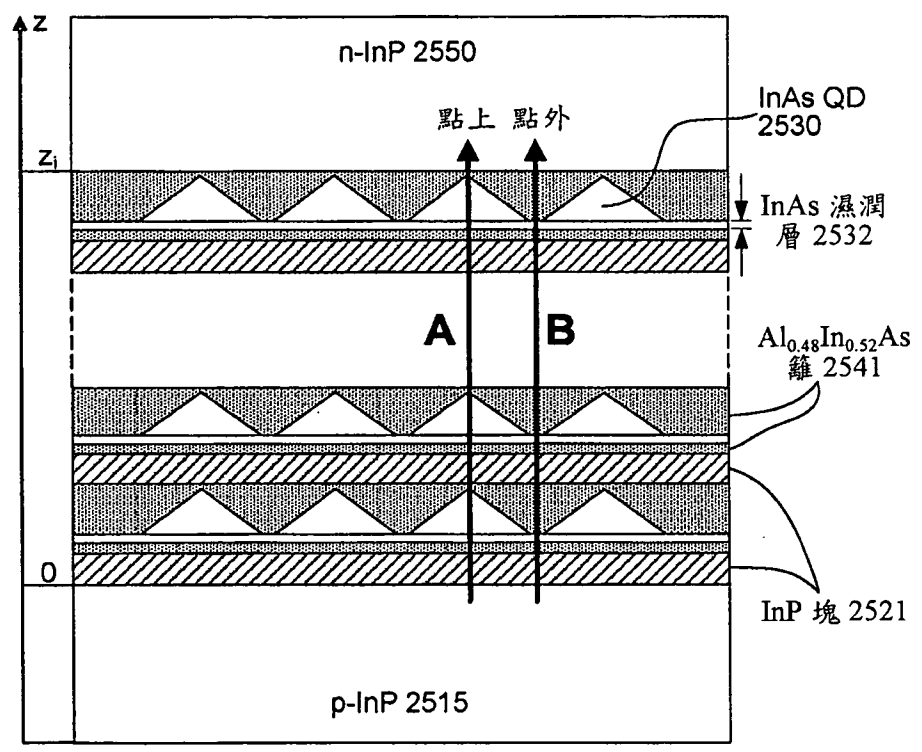


圖 25

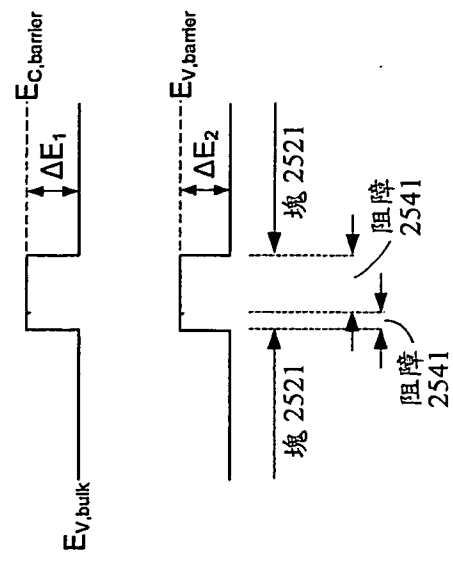


圖 26B

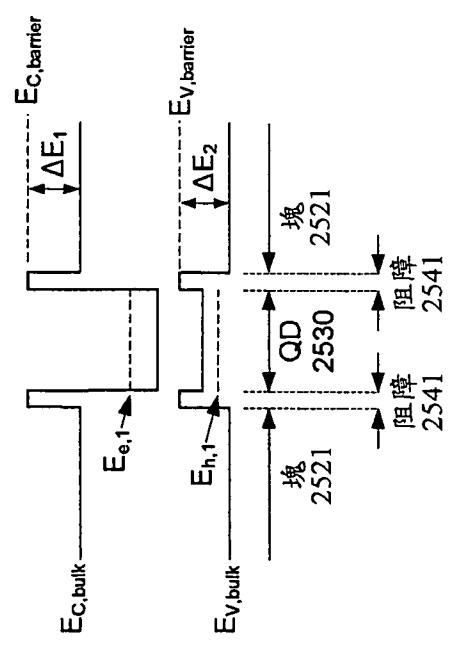


圖 26A

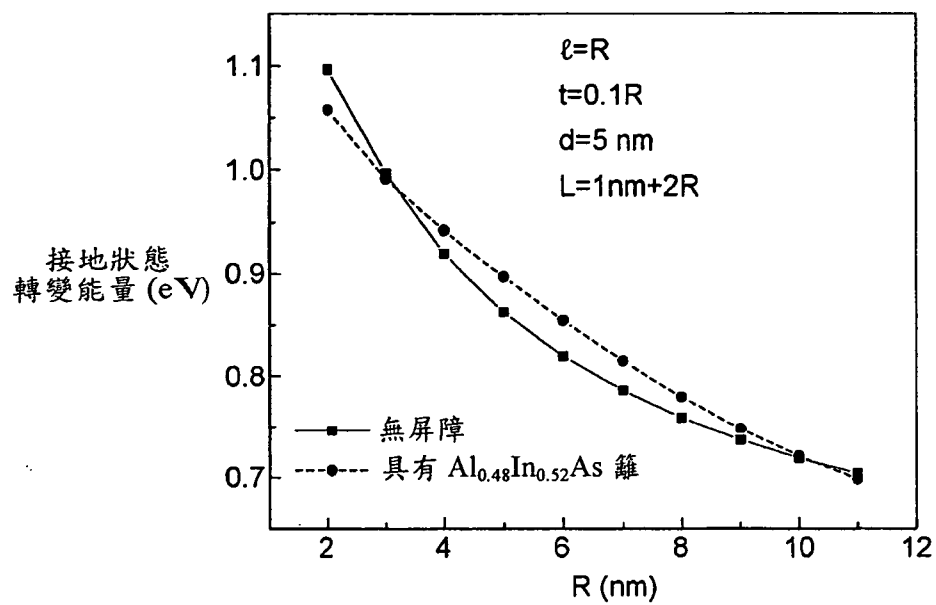


圖 27

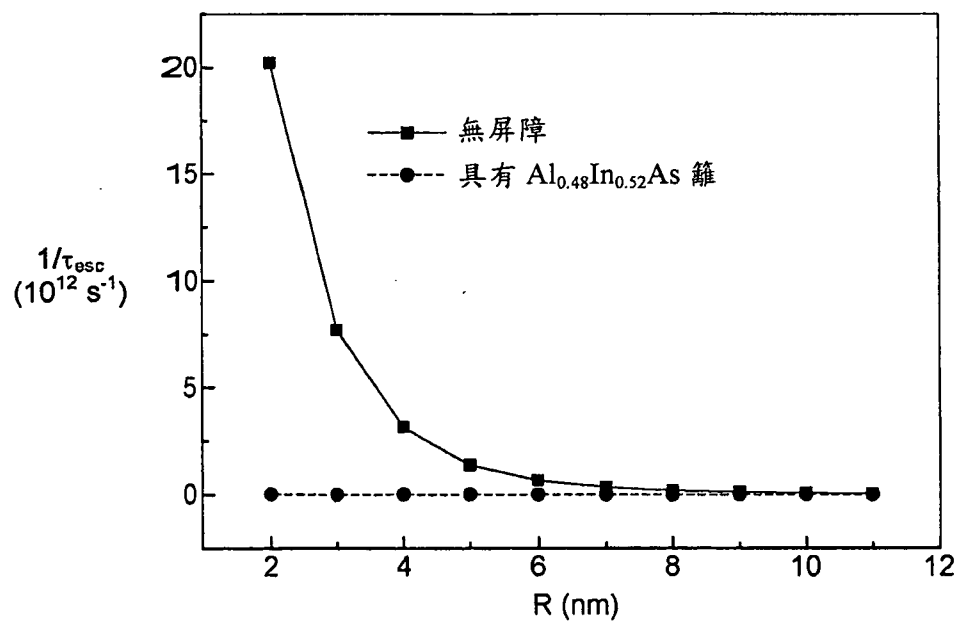


圖 28

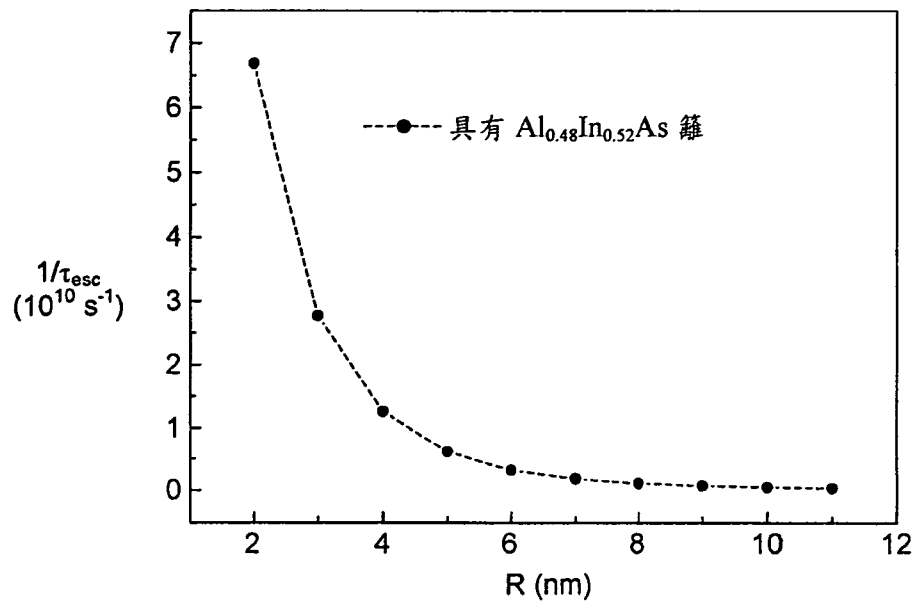


圖 29

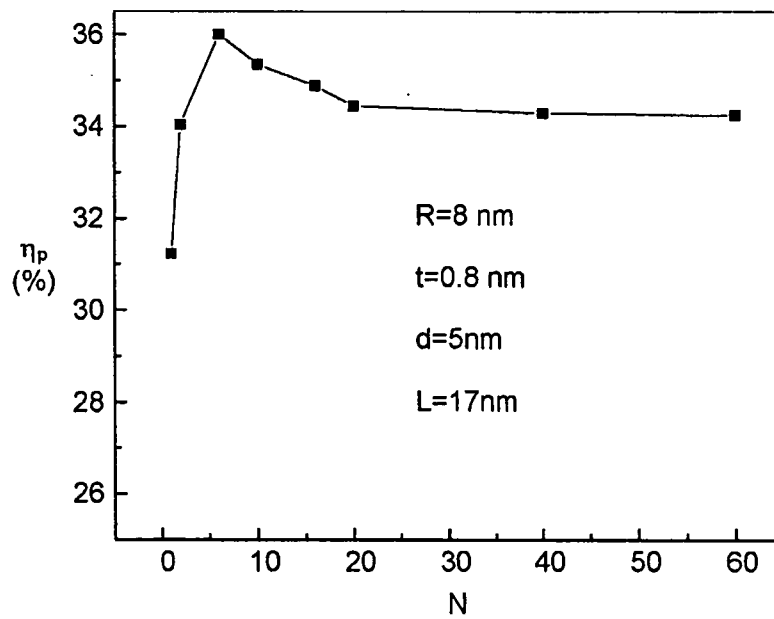


圖 30

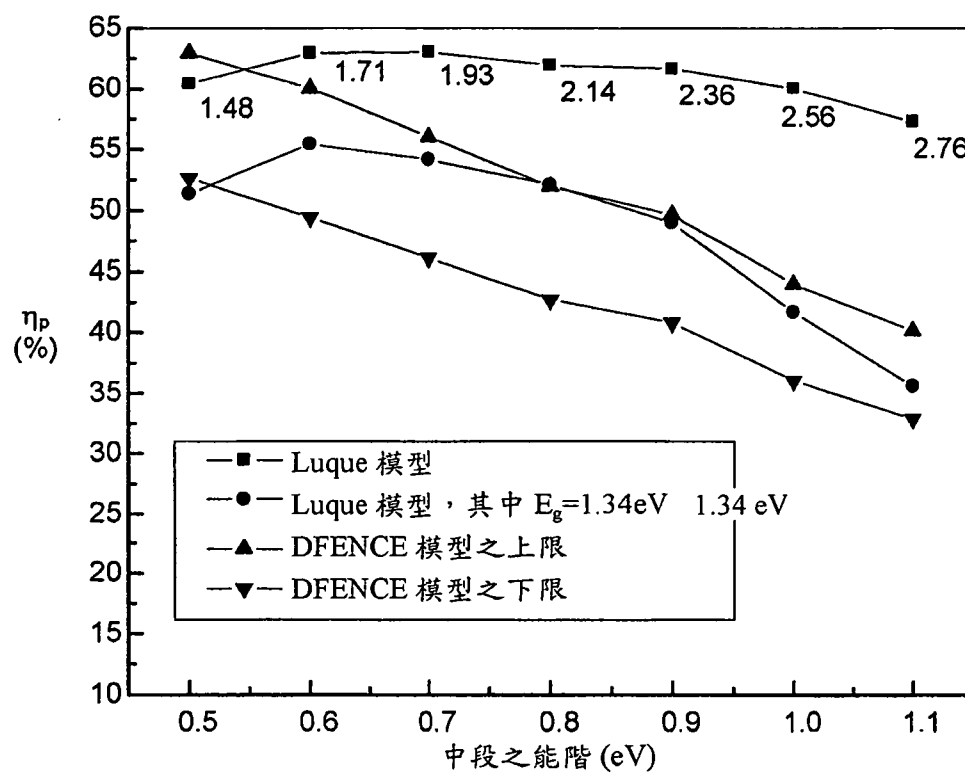


圖 31

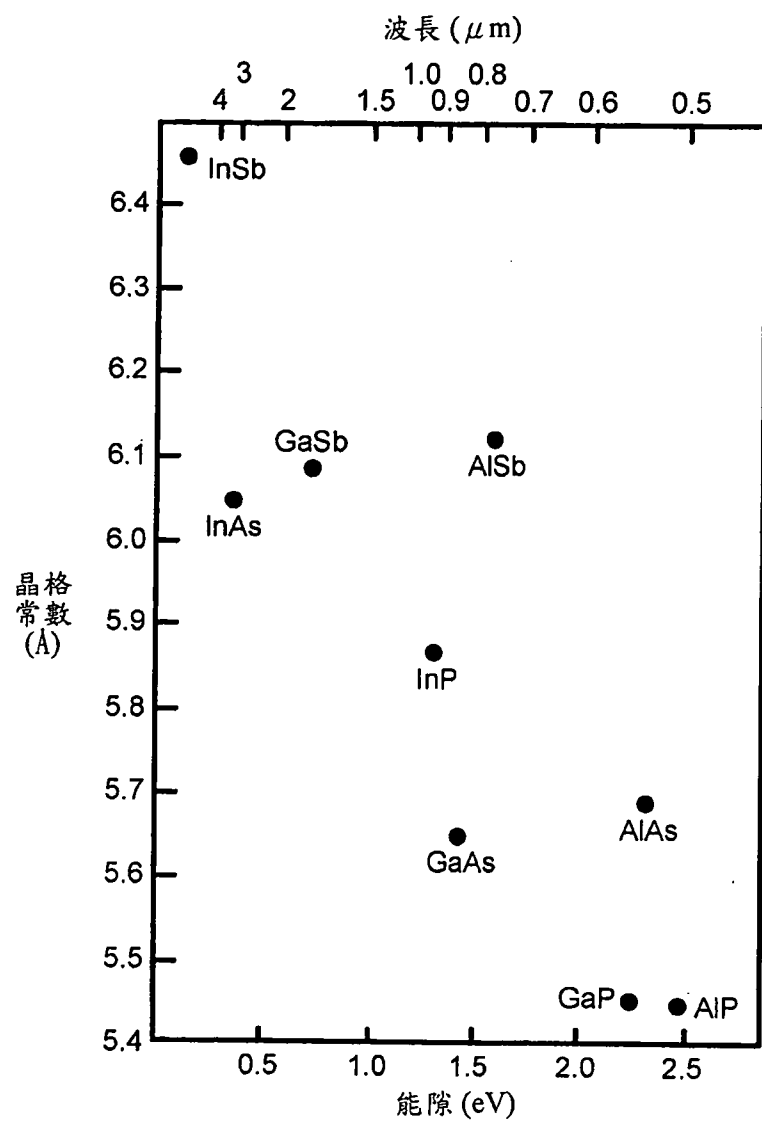


圖 32