

**Universidad Nacional de Educación a
Distancia**

Facultad de Ciencias

Departamento de Física de Fundamental



**Memoria del Trabajo Fin de Máster en
Física de Sistemas Complejos**

Modelo endorreversible para células termorradiativas o TRC

César Saá Estévez

Tutor: Julio Juan Fernández Sánchez

Curso: 2019/2020

“El documento que sigue a continuación ha sido realizado completamente por el firmante del mismo, no ha sido aceptado previamente como ningún otro trabajo fin de máster y todo el material que ha sido tomado literalmente de cualquier fuente, ha sido citado en las referencias bibliográficas y se ha indicado en el texto.”

1. RESUMEN	4
2. INTRODUCCIÓN.....	6
3. OBJETIVOS	11
4. MODELO ENDORREVERSIBLE PARA CÉLULAS TERMORRADIATIVAS	12
6. RESULTADOS: ANÁLISIS DEL MODELO.....	50
7. CONCLUSIONES.....	75
8. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	78
9. APÉNDICES	79

1. RESUMEN

Desde 2014, Byrness [11], y 2015, Strandberg [7, 8], entre otros, han publicado diversos trabajos que plantean la posibilidad de creación de dispositivos electrónicos que al evacuar potencia térmica por radiación generen potencia eléctrica. Se denominan conversores termorradiativos. Por generar potencia eléctrica cuando lo que están haciendo es emitir radiación, se les denomina conversores negativos. Se podría decir de ellos que son la antítesis de las células o conversores fotovoltaicos. Estos dispositivos son interesantes para aprovechamiento de potencias térmicas residuales de otros procesos industriales o, incluso, se plantean para el aprovechamiento de la potencia térmica radiada por la superficie terrestre.

Trabajos anteriores planteaban modelos generales de conversores, entre los que se encontraban los fotovoltaicos, funcionando entre focos térmicos con la posibilidad de que estos fueran focos de diferente índole, pero dejando la cuestión de su naturaleza concreta abierta. Este enfoque, establece que sea la naturaleza de los focos la que determina el contexto de funcionamiento del conversor, no de la naturaleza del conversor, como se comentó en el párrafo anterior; pero sí teniendo presente que estos conversores estarían basados en una unión semiconductor con una energía de gap y que, debido a esta barrera energética interna la potencia que pudiera ser absorbida se hiciese de forma selectiva. Los modelos de estos conversores se recogen en A. de Vos [1]. La principal característica de los mismos es que tienen presente la variación de entropía de los focos, mientras que el conversor se considera un dispositivo de Carnot. De ahí que a estos modelos se les denomine "endorreversibles".

En el presente trabajo se unifican ambos modelos, los que enfocan el comportamiento intrínseco de los conversores negativos y los que enfocan su comportamiento en contextos diferentes determinados la por la naturaleza de los focos y la generación de entropía.

La estructura del trabajo sigue la siguiente secuencia. Establecida la introducción, donde se fundamenta el comportamiento físico de los conversores negativos, se da paso al modelo endorreversible para conversores negativos que, como a estos dispositivos, de modo más concreto, se les denomina "Células Termorradiativas"; lleva a que el presente trabajo se denomine "Modelo endorreversible para células termorradiativas o TRC".

La creación de este modelo posee tres partes. En la primera se desarrolla el modelo endorreversible de los conversores negativos, como hace A. de Vos, pero con notables diferencias. Se tiene presente la naturaleza del transporte de calor por conducción entre el foco intermedio y el conversor. Y, además, se tienen presente las partes más importantes del conversor desde el punto de vista del comportamiento macroscópico, como son Absorbedor (por donde entra la potencia al conversor), el Núcleo del Conversor (de dónde se extrae la potencia eléctrica) y el Emisor (por dónde evacúa la potencia el conversor).

Después, se hace un resumen de los puntos y ecuaciones principales del modelo intrínseco de las células termorradiativas que expone Strandberg [7, 8]. Éste establece dos posibilidades. La que no tiene presente el flujo de partículas y la potencia radiante evacuada por el emisor de la TRC puede ser tratada directamente por la ley de Stefan-Boltzmann, o que sí tenga presente el flujo de partículas y haya que aplicar el principio de balance detallado y tener presente un manejo selectivo de la potencia radiante.

Se establecen criterios para poder compatibilizar ambos modelos y, finalmente, se constituye un modelo conjunto del comportamiento de la TRC con toda su constitución intrínseca que debe funcionar entre unos focos determinados teniendo presente el mecanismo de conducción por el cual la célula termorradiativa adquiere potencia del exterior.

Fijado el modelo se establece un algoritmo que permita implementarlo. Este se basará en que debe haber convergencia entre la potencia que entra en el conversor, proveniente de un foco 1 o fuente, la potencia eléctrica que genera de forma intrínseca el conversor por el modelo de Strandberg [7, 8] y la potencia por radiación que es evacuada al exterior, hacia un foco sumidero o 2. Convergencia que es difícil de conseguir. Este algoritmo se implementa en un programa realizado en lenguaje Pascal.

Este programa permite la aplicación del modelo a diferentes contextos, determinados por la naturaleza de los focos. En el enunciado del presente trabajo se proponían tres casos. Caso 1º: Generación de potencia entre un foco térmico a 425 K y la superficie terrestre a 300 K. Caso 2º: Generación de potencia entre la Tierra a 300 K y el vacío espacial a 2,47 K. Caso 3º: Generación de potencia entre la superficie del Sol a 6000 K y la superficie terrestre a 300 K. Además, el desarrollo del trabajo ha llevado a plantear un 4º Caso, el establecido entre la superficie terrestre a 300 K y el cielo nocturno a 230 K. Los resultados generados se recogen en los apéndices en forma de gráficas, pero son comentados haciendo referencia a estas gráficas de resultados.

Finalmente se establecen las conclusiones que se han considerado relevantes respecto los resultados obtenidos.

2. INTRODUCCIÓN

Las células termorradiativas, o TRC, son dispositivos que emiten energía por radiación a un foco frío y generan potencia eléctrica. Para mantener su temperatura constante y cumplir el Primer Principio de la Termodinámica que les permita radiar potencia y generar potencia eléctrica, absorben potencia térmica por conducción de una fuente o foco caliente.

Se puede decir de ellas que son interesantes para aprovechamiento de calores residuales de otros procesos de intercambio y generación de potencia o para situaciones en las que haya evacuación de potencia por radiación. De ahí que se les denomine 'convertidores negativos'.

Estas células basan su funcionamiento (están constituidas) en la unión semiconductor, unión 'pn'. De ahí que se haga un comentario fenomenológico introductorio de cómo funciona la TRC según este tipo de elemento tecnológico.

La configuración física de esta TRC sería tal que esa unión pn poseería dos contactos eléctricos de energía selectiva, uno de energía alta, unido a la parte n de la unión, por donde entraría el flujo de electrones desde el circuito exterior; y otro de energía baja, unido a la parte p de la unión, por donde saldría el flujo de electrones hacia el circuito exterior. El contacto eléctrico de la parte n estaría unido al emisor (superficie radiante) y el contacto eléctrico de la parte p estaría unido al absorbedor (por donde entra el calor por conducción a la célula).

Además, interesa el comportamiento energético (generación de potencia y eficiencia) de la TRC en su contexto global, es decir, entre los focos de los que intercambia potencia. Los modelos que explican este funcionamiento se basan en el concepto 'endorreversible', que pretende expresar que, mientras la TRC, que se denomina de forma genérica 'convertidor'; va a comportarse como un elemento reversible de Carnot de forma interna; los focos entre los que se intercambia calor sí van a estar sometidos a cambios de entropía. De ahí que el presente trabajo se plantee como "un modelo endorreversible de las TRC".

Fundamentos de la unión 'pn'

Los semiconductores se caracterizan por tener una estructura electrónica tal que el nivel de Fermi queda en dentro de la banda de energías prohibida (bandgap) que separa las bandas de valencia y conducción. En semiconductores no dopados dicho nivel de Fermi queda aproximadamente en el centro del bandgap.

Con la finalidad de cambiar las propiedades de los semiconductores estos se dopan. El proceso de dopaje consiste en la introducción de átomos distintos a los que forman la red y que reciben el nombre de impurezas. Dichas impurezas pueden aportar portadores adicionales al sistema (se conocen entonces como impurezas donadoras) o retirar portadores del sistema (se conocen entonces como impurezas aceptoras).

Las impurezas (donadoras y aceptoras) rara vez cambian en valor de bandgap y en los casos en los que producen cambios estos son muy pequeños. El efecto de estas se hace notorio en la alteración del valor de nivel de Fermi de electrones y huecos. Los niveles de Fermi de electrones y huecos en semiconductores dopados son diferente. Esto se debe a que, una vez introducidas las impurezas donadoras en el sistema las poblaciones de electrones y huecos son independientes entre sí. Así, en un semiconductor dopado con impurezas donadoras (que recibe el nombre de semiconductor tipo n) el nivel de Fermi se localiza más cerca de la banda de conducción que de la de valencia. En los semiconductores dopados con impurezas aceptoras (y que se llaman semiconductores de tipo p) pasa justamente lo contrario: el nivel de Fermi se encuentra cerca del borde superior de la banda de valencia.

Una unión pn se forma al poner en contacto físico un semiconductor tipo n con uno tipo p. Como hemos dicho esos dos materiales tienen los niveles de Fermi en distintas posiciones dentro del bandgap. El primero lo tiene cerca del borde inferior de la banda de conducción mientras que el otro lo tiene cerca del borde superior de la banda de valencia. Al ponerlos en contacto los dos niveles de Fermi deben coincidir porque ahora el sistema es único. Eso causa que en una región cercana al punto de contacto las bandas de valencia y conducción dejen de ser uniformes y se "doblen". Aparece una barrera o salto de energía potencial en esa región que es lo que se conoce en los libros como "potencial de contacto de la unión pn" o "barrera de la unión".

La altura de la barrera de contacto depende de las concentraciones de los dopantes (aceptores y donadores) en cada uno de los lados (n y p) de la unión. Una vez formada la unión el sistema alcanza el equilibrio y por él no fluye la corriente. Como detalle final diremos que alrededor del punto de contacto en la unión pn queda una zona en la que no hay portadores de carga libre. Esta zona es altamente resistiva porque al no tener portadores conduce mal la corriente, en los textos se conoce esta zona como "zona de vaciamiento de carga".

Polarizando la unión con una batería externa podemos modificar algo las propiedades de la zona de vaciamiento. Puesto que la unión tiene dos zonas diferenciadas, podremos polarizar la unión de dos maneras. En una de ellas (que llamaremos polarización en directa), el polo positivo de la batería externa se conecta a la zona p de la unión. La zona n queda conectada al polo negativo de la batería. Al polarizar en este sentido lo que hacemos es reducir la zona de carga. La altura de la barrera de potencial formada en la unión pn se hace menor y conseguimos que circule una corriente por la unión. Si polarizamos la unión conectando los polos de la batería al revés (esto es, conectamos su borne negativo al lado p) estaremos polarizando la unión en dirección inversa. En ese caso ampliamos la llamada zona de vaciamiento de carga, aumentamos la resistencia en la zona de la unión y disminuimos la corriente que circula por la misma.

Notemos que toda esta discusión se ha hecho para uniones pn que se encuentran aisladas del entorno y que no interactúan con haces de fotones.

Comportamiento fotovoltaico de la unión pn

Una unión pn iluminada por una fuente radiativa externa funciona en el modo que se conoce como fotovoltaico. En este modo la unión es iluminada por una fuente externa de fotones con una energía mayor a la del ancho de la banda prohibida del semiconductor. De esta forma, la absorción de los fotones causa la excitación de electrones desde la banda de valencia a la de conducción.

Al tiempo que es iluminada la unión se conecta a un circuito externo y es polarizada. De esta forma se consigue que se genere en ella una corriente de electrones. En este tipo de dispositivos los electrones que se encuentran en la banda de conducción son retirados de la unión pn por un contacto eléctrico situado en el lado n. Una vez fuera de la unión los electrones circulan por un circuito externo y evacúan potencia. Tras recorrer el circuito los electrones vuelven a la unión, entrando por un contacto que los introduce en la banda de valencia.

Funcionamiento termorradiativo (TRC) de la unión pn

Una célula TRC puede constituirse por una unión pn polarizada de forma inversa a como se polariza en las células fotovoltaicas. En estas circunstancias (ver la Figura 1) podemos suponer que el borde inferior de la banda de conducción en el lado n tiene una energía menor que la del borde superior de la banda de conducción en el lado p de la unión. De esta forma resulta que la energía de Fermi del lado n de la unión es menor que la que corresponde al lado p. Dicho de otra forma, la diferencia entre los dos niveles de Fermi $D\mu$ será negativa.

Nota: A juicio del que escribe configurar una unión pn de este tipo debe entrañar grandes dificultades. Se piensa que alcanzar esas relaciones de niveles energéticos entre las diferentes bandas de valencia y conducción de las partes n y p (energía de la banda de conducción de la parte n menor que la energía de la banda de valencia de la parte p), requiere grandes concentraciones de impurezas y esto, con toda seguridad, implica procesos tecnológicos de construcción, de los semiconductores dopados, muy complejos. Dificultad tecnológica aparte de la que constituya la configuración de contactos eléctricos selectivos.

La banda de conducción del lado n poseerá un contacto eléctrico selectivo (de energía de contacto alta, $E_{C,U}$). Los fundamentos de los contacto selectivos vienen dados por Würfel [10]), así como la banda de conducción del lado p (de energía de contacto baja, $E_{C,L}$). La unión está en contacto con una superficie emisora o 'emisor' (E). Esta superficie se mantiene en equilibrio térmico radiativo con el entorno exterior (se le denomina foco 2). Si la temperatura del exterior desciende, cambia el equilibrio radiativo y se establece un flujo neto de potencia radiante saliente entre el E y el exterior. La unión se enfría. Los electrones también se enfrían. El efecto es que los electrones de la banda de conducción del lado n serán desexcitados emitiendo radiación interna a la unión y pasando estos electrones a la banda de valencia del lado n. La pérdida de electrones de la banda de conducción hará que **entren electrones por el contacto eléctrico del lado n** provenientes del circuito externo. Estos son los electrones que han perdido la energía en el circuito externo y vuelven a la unión. **Los electrones salen de la unión lo hacen por el contacto eléctrico del lado p** con energía de la banda de valencia de éste.

Nota: Resaltar que el sentido de circulación de los electrones es contrario al que tiene lugar en las células fotovoltaicas.

Dentro de la unión, hay mantener el flujo de electrones a través de la unión pn, entre el lado n y el lado p. Esto se logra mediante la absorción de calor por parte de los electrones de la banda de valencia del lado n, que se excitan y pasan a la banda de valencia del lado p. De este modo se cierra el circuito o el ciclo. Como se ha dicho, este proceso queda descrito en la Figura 1, extraída de Strandberg [7]. Para mantener la temperatura de la unión y de los electrones, es precisa la absorción de potencia térmica de una fuente externa. Esta absorción de calor tiene lugar mediante un mecanismo de conducción desde un elemento en contacto con la unión que se denomina 'absorbedor' (A). Éste absorbe calor de una fuente térmica (que en el modelo endorreversible se denominará 3) o que podría ser también un foco intermedio o de transición entre la fuente de potencia y el absorbedor (A).

Nota: Si se absorbiese calor por radiación se podrían tener excitaciones internas de electrones que elevaran a estos de la banda de valencia a la banda de conducción, rompiendo el flujo de electrones con el exterior en el sentido deseado (horario según la figura mostrada, Figura 1.). Para evitar esto, toda la TRC, a no ser la parte radiante o emisor, debe ser protegida con un reflector.

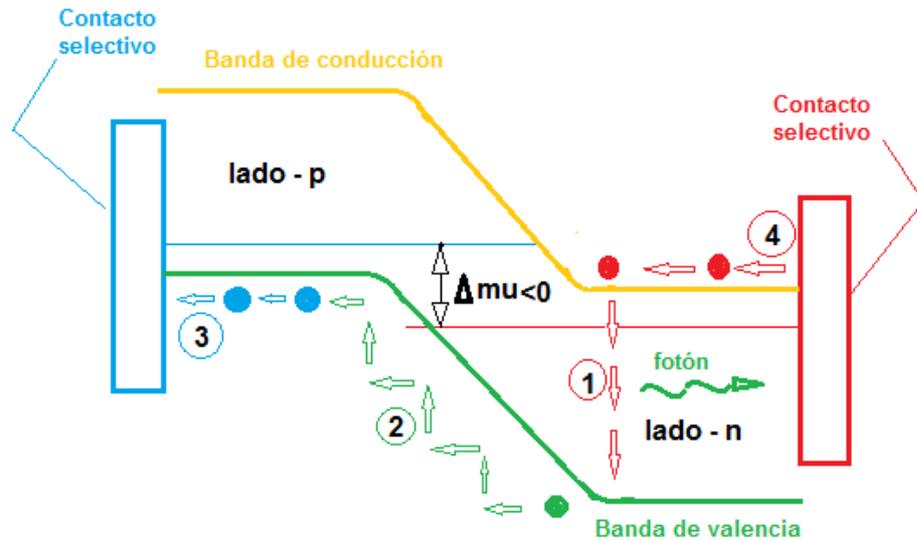


Figura 1. Extraído de Strandberg [7]. Bandas de valencia y conducción de una TRC. Unión de los contactos eléctricos selectivos a la banda de conducción de la parte 'n' y a la banda de valencia de la parte 'p'. Detalle de la diferencia de cuasiniveles de Fermi y del tránsito de electrones a través de la unión formando un 'ciclo': 1) Emisión fotónica por desexcitación electrónica desde la banda de conducción de la parte 'n' a la banda de valencia de la parte 'n'. 2) Paso del electrón de la banda de valencia de la parte 'n' a la banda de valencia de la parte 'p' por absorción de calor. 3) Salida de electrones por el contacto eléctrico selectivo de la banda de valencia de la parte 'p' hacia el circuito eléctrico externo. 4) Entrada de electrones hacia la banda de conducción de la parte 'n' por el contacto eléctrico selectivo proveniente del circuito eléctrico externo.

La clave de este funcionamiento de la TRC, la que defina el modelo intrínseco del mismo, vendrá dada por la relación entre la energía (qV [J]) que proporcione el convertidor (o su potencia por unidad de área, JV [W/m^2]) y la diferencia de los potenciales químicos, $\Delta\mu$, de los contactos eléctricos (cuasiniveles de Fermi).

En principio, $\Delta\mu = qV$. Esta diferencia de potenciales químicos no tiene por qué coincidir con la diferencia de energía de los contactos selectivos, E_C . La relación entre ambos ($\Delta\mu$, o qV con E_C), vendrá dada por la relación entre la temperatura de los contactos eléctricos T_C y la Temperatura de los electrones, T_e (que coincidirá con la temperatura de la unión). Esta resultará una relación simple si no se tiene en cuenta el flujo de partículas, como informa Strandberg [8].

Si se tiene en cuenta este flujo de partículas, ocurre que $\Delta\mu \neq qV$, y hay que hacer un balance detallado. Esto lleva a una relación más complicada entre qV y E_C , dada por Ross y Nozik [9] que, de hecho, va a estar condicionada por $\Delta\mu$. Bien, estos dos últimos párrafos que muestran el modelo intrínseco de la TRC, vienen expresados por Strandberg [8]. Las ecuaciones de este modelo se resumen en el apartado 4.2. El emplear un balance detallado va a implicar que la potencia radiante que entre en juego va a estar condicionada por la diferencia de cuasiniveles de Fermi, lo que no permitirá trabajar con potencias radiantes en todo el espectro (ley de Stefan-Boltzmann), sino que habrá que trabajar en determinados rangos espectrales.

Justificación

Se posee un conversor o TRC del que se dispone un modelo intrínseco dado por Strandberg [8] y otros, que trabaja en un contexto global. El trabajo de conversores en el contexto global, es decir, trabajando entre focos externos, viene dado por A. de Vos [1]. De lo que se trata ahora es describir, mediante un modelo (modelo endorreversible), el comportamiento de la TRC en un contexto global teniendo presente sus particularidades internas. Esto se podría resumir en una combinación del modelo de Strandberg [8] con el modelo de A. de vos [1]. Se necesita saber cómo funcionaría este modelo en diferentes contextos dados por la tipología y temperatura de los focos extremos.

Desarrollo del presente trabajo

La anterior unión o combinación de modelos no es obvia. Para lograrla se seguirá el siguiente proceso, que definirá, en realidad, el desarrollo del trabajo.

Creación del modelo endorreversible: Se define qué elementos de la TRC pueden ser contemplados dentro de un modelo global o externo. Estos elementos son el absorbedor y el emisor. De ahí que en este modelo en el contexto global, la TRC posee tres partes fundamentales, un absorbedor, un emisor y un conversor que es un dispositivo de Carnot. De estos elementos interesan sus temperaturas y sus potenciales químicos como parámetros de cálculo, pues en los balances nos proporcionarán flujos de potencia y de partículas. A partir de aquí, siguiendo los pasos de A. de Vos [1], se configura un modelo endorreversible general. Constituido éste se tiene presente la condición de que los focos térmicos (que serán los focos 1, 2 y 3) carecerán de potencial químico, lo que será una condición de funcionamiento para estas TRC. Según A. de Vos [1] este sería un modelo de Müsser.

Además, alejándose del modelo general de A. de Vos [1], se va a tener presente el mecanismo de conducción por el que el foco 3 va a suministrar calor al absorbedor de la TRC. Y, además, debido a que este mecanismo implica diferencias de temperatura, se tendrá presente cómo este flujo de calor genera entropía.

También, alejándose de A. de Vos [1], que emplea el recurso de definir lo que denomina 'eficiencia vectorial', que contempla una eficiencia térmica y una eficiencia asociada a los potenciales químicos, para dejar en función de ellas la potencia generada; se piensa que interesa, dadas las particularidades internas de la TRC, dejar su potencia eléctrica generada en función de la diferencia de potenciales químicos entre absorbedor y emisor.

Logrado este modelo en el contexto general se combina con el modelo de Strandberg [8], obteniendo un modelo que contemple los parámetros internos de la TRC y los parámetros externos asociados a los focos térmicos.

A partir de aquí el **análisis del comportamiento de la TRC que genera el modelo:** Éste se basará en que, dados los focos extremos 1 y 2, como focos más caliente y más frío, respectivamente, de temperaturas fijas; controlando la temperatura del foco intermedio 3, la TRC manifestará diferentes comportamientos asociados a su generación de potencia y eficiencia.

Este análisis se particularizará en tres casos concretos, **contextualización del modelo:** Dados por los focos térmicos extremos. Los casos serán: Sol-Tierra. Tierra -Foco térmico. Tierra - vacío espacial.

Se mostrarán los **resultados obtenidos de la aplicación del modelo endorreversible:** resuelto cada caso caso concreto, se muestran los resultados.

Finalmente se expondrán las **conclusiones y los posibles trabajos futuros** en esta línea de investigación.

3. OBJETIVOS

Obtener un modelo endorreversible para los conversores o células termorradiativas o TRC, teniendo presente sus características internas, encuadrándolo en contextos reales mediante las temperaturas de los focos térmicos.

Implementar el modelo en un programa informático para analizar éste en diferentes contextos, determinados estos por el tipo de focos extremos y la temperatura de los mismos. Los contextos concretos a analizar, dados por los focos extremos serán: Foco térmico - Tierra. Tierra - Vacío Espacial. Sol - Tierra.

Obtener conclusiones de aplicación de la TRC en estos contextos estableciendo características concretas de cada uno de ellos e intentando percibir la viabilidad y posibilidad de aplicación en cada uno de los mismos; así como establecer objetivos de trabajo futuro.

4. MODELO ENDORREVERSIBLE PARA CÉLULAS TERMORRDIATIVAS

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

4.1. Modelo endorreversible.

4.2. Modelo de Strandberg.

4.2.1. Modelo de Strandberg sin balance detallado.

4.2.2. Modelo de Strandberg con balance detallado

4.3. Modelo endorreversible para la TRC.

4.1. Modelo endorreversible.

Analizado el capítulo 7 de A. de Vos [1], en base al procedimiento por él mostrado, y en función también, de los criterios planteados para el presente TFM en su enunciado, se plantea un modelo endorreversible para un conversor negativo.

El caso que nos afecta sería, de los casos que muestra A. de Vos [1] el de un conversor de Müser, donde no hay flujo de partículas de los focos.

Este conversor, 'conversor negativo', recibe el calor por conducción de una fuente térmica (foco 3) y lo emite por radiación hacia el foco más frío, el foco 2.

El modelo endorreversible es aquel en el que el motor, conversor, etc, es un dispositivo de funcionamiento termodinámicamente reversible, de modo que su entropía neta es nula; mientras que los focos entre los que trabaja el conversor sí sufren variaciones de entropía, es decir, sufren un intercambio energético irreversible propio de los flujos de calor.

Decir que, en adelante, seguimos con la notación y nomenclatura de los focos térmicos de A. de Vos [1].

En la siguiente figura, se muestra un esquema del conversor negativo.

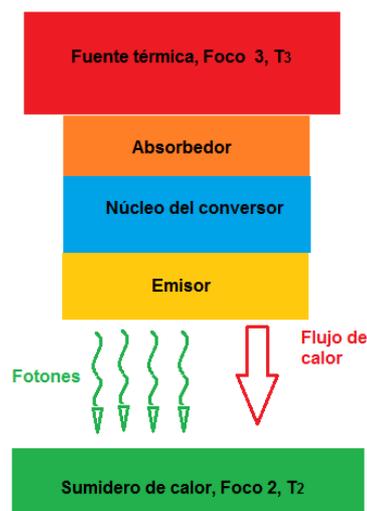


Figura 2. Representación de una TRC, con su absorbedor, módulo de conversión y emisor, funcionando entre una fuente térmica y un foco térmico que funciona a modo de sumidero de calor.

Según lo mencionado se establecen las características del modelo.

1. Características del modelo endorreversible para convertidores negativos:

- El convertidor negativo posee contacto térmico con el foco 3, que es una fuente térmica (Heat source). Con él intercambia calor mediante un mecanismo de conducción. También hay un intercambio térmico con un foco frío, el foco 2. Con éste el convertidor intercambia calor por radiación.
- El convertidor posee tres partes, el absorbedor del TRC (A-TRC), el módulo convertidor (M-TRC) y el emisor del TRC (E-TRC).
- La superficie del A-TRC es la parte del convertidor que intercambia calor por conducción con el foco 3.
- La superficie de E-TRC es la parte del convertidor que intercambia calor por radiación con el foco 2.
- El A-TRC está a temperatura T_A . El E-TRC está a temperatura T_E .
- El módulo del convertidor puede intercambiar partículas con el absorbedor, N_{in} , y con el emisor, N_{out} , del dispositivo.
- Puede existir un foco 1 que sea una fuente de potencia que es intercambiada con el foco 3 (como en el modelo híbrido mostrado por A. de Vos), de modo que la energía del foco-fuente 3 provenga de 1 o, incluso, sea generada por él mismo. Este último punto permite un modelo general, más extenso.
- Se postula que los focos que intercambian calor por radiación no intercambian partículas, que su potencial químico es nulo, al igual que hace A. de Vos [1]. Nota: Este punto es revisable.
- El funcionamiento del convertidor es reversible, mientras que experimenta entrada y salida de calor así como una salida de potencia eléctrica, pudiendo incluso poseer un funcionamiento de Carnot. Los flujos de calor con los focos son irreversibles, estos focos varían su entropía. Este último punto pone de manifiesto la característica endorreversible del modelo.

Estas premisas permiten configurar el modelo endorreversible, que se expresa en la siguiente figura, aunque en la misma no se aprecien el foco 1 y la fuente-foco3.

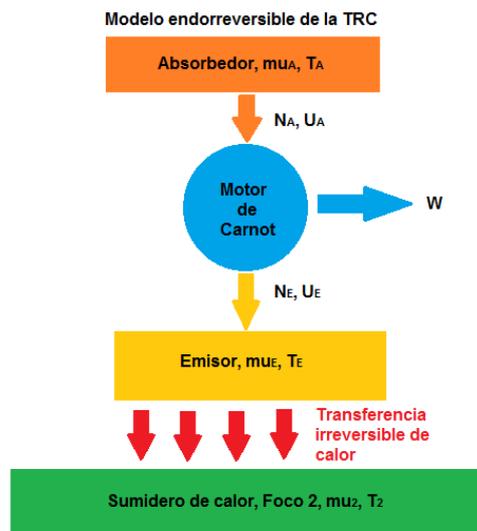


Figura 3. Modelo particular de la TRC trabajando entre el absorbedor y el emisor.

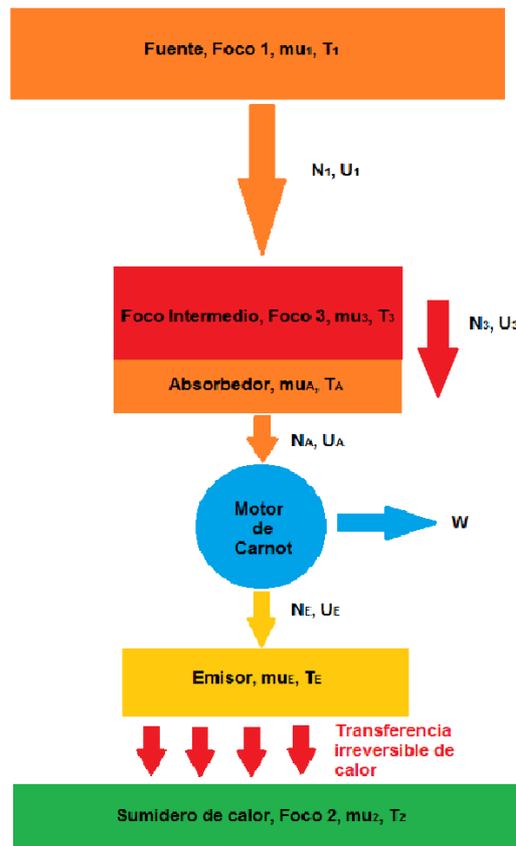


Figura 4. Modelo general de la TRC trabajando entre los focos 1 y 2, representando el foco intermedio 3.

Para el modelo general, el método desarrollado en el modelo de A. de Vos [1], hay que aplicarlo ahora a tres volúmenes de control (con sus superficies cerradas), no a dos, debido a que ahora se hace una particularización de las componentes del conversor y de sus temperaturas.

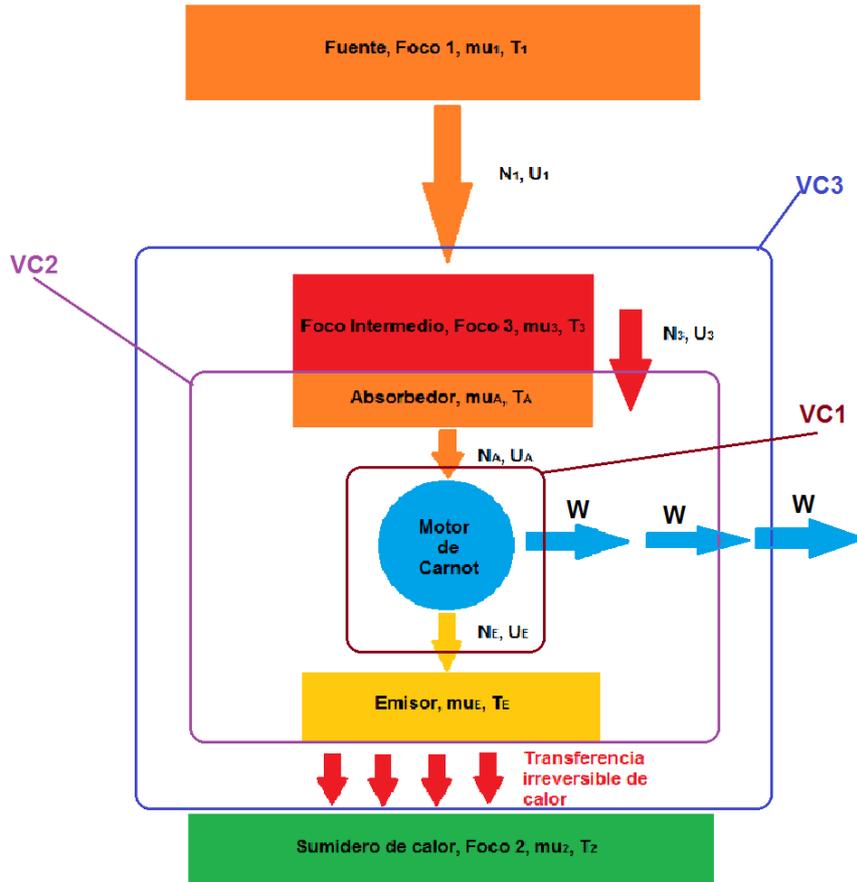


Figura 5. Modelo general de la TRC trabajando entre los focos 1 y 2, representando el foco intermedio 3, representando los volúmenes de control empleado en el modelo general para la TRC.

VC1. Volumen que encierra sólo al módulo convertidor, que es un Motor de Carnot, dejando fuera al absorbedor y al emisor.

VC2. Volumen que encierra al módulo convertidor, que es un Motor de Carnot, junto con el absorbedor y al emisor.

VC3. Volumen que encierra al módulo convertidor, que es un Motor de Carnot, junto con el absorbedor y al emisor, además de encerrar al foco-fuente 3.

En lo que sigue se aplican las ecuaciones (primer y segundo principios en estado estacionario) de forma literal a los tres volúmenes de control. Después, se harán las particularizaciones que se precisen.

Notación a emplear:

A la potencia neta que intercambian foco 1 y entra foco 3 se le denomina ' U_1 '.

A la potencia neta que intercambian foco 3 y absorbedor 'A', se le denomina ' U_3 '.

A la potencia neta que intercambian emisor 'E' y foco 2, se le denomina ' U_2 '.

A la potencia neta que intercambian convertidor y emisor 'E', se le denomina ' U_E '.

A la potencia neta que intercambian absorbedor 'A' y conversor, se le denomina ' U_A '.

1º. Aplicación del Primer Principio de la Termodinámica (PPT) y del Segundo Principio de la Termodinámica (SPT) al VC1:

Aplicación del PPT al VC1

$$\dot{U}_A - \dot{U}_E = \dot{W} \quad (1)$$

Donde, para la notación de las figuras 3, 4 y 5

$$\dot{U}_A = \dot{U}_{in}$$

$$\dot{U}_E = \dot{U}_{out}$$

$$\dot{W} = \dot{P}$$

$$\dot{N}_A = \dot{N}_{in}$$

$$\dot{N}_E = \dot{N}_{out}$$

Aplicación del Segundo Principio de la Termodinámica (SPT) en estado estacionario al VC1, dado según la figura 5:

$$\sum_i \vec{j}_i \cdot \vec{A}_i = \int_{VC1} \dot{s} dV$$

El módulo es una máquina de Carnot, esto hace que su incremento de entropía neto dentro del VC1 sea nulo, de modo que la suma neta de entropía a través de la superficie cerrada del VC1 será nula, a pesar de que los focos de dónde proviene o a dónde va la potencia sí pueden variar su entropía (hipótesis endorreversible), entropía que entra y sale a través de la superficie cerrada que delimita al volumen de control VC1,

$$\sum_i \vec{j}_i \cdot \vec{A}_i = 0$$

$$-\frac{\dot{U}_A - \mu_A \dot{N}_A}{T_A} + \frac{\dot{U}_E - \mu_E \dot{N}_E}{T_E} = 0$$

Sustituyendo el flujo de energía del E por su relación con el flujo saliente del A y la potencia eléctrica, el flujo neto de entropía queda

$$-\frac{\dot{U}_A - \mu_A \dot{N}_A}{T_A} + \frac{\dot{U}_A - \dot{W} - \mu_E \dot{N}_E}{T_E} = 0$$

Despejando la potencia eléctrica

$$\dot{W} = \dot{U}_A \left(1 - \frac{T_E}{T_A}\right) + \mu_A \dot{N}_A \frac{T_E}{T_A} - \mu_E \dot{N}_E$$

Aplicando el axioma de que el flujo neto de partículas para la superficie cerrada es nulo, $N_A = N_E = N$.

$$\dot{W} = \dot{U}_A \left(1 - \frac{T_E}{T_A}\right) + \left(\mu_A \frac{T_E}{T_A} - \mu_E\right) \dot{N} \quad (2)$$

Al paréntesis del primer término del segundo miembro se le llama

$$\eta_{E-A} = \left(1 - \frac{T_E}{T_A} \right) \quad (3)$$

El paréntesis del segundo término del segundo miembro, se divide por la energía de 'gap' del conversor y se le llama

$$\zeta_{E-A} = \left(\frac{\mu_A}{E_g} \frac{T_E}{T_A} - \frac{\mu_E}{E_g} \right) \quad (4)$$

Donde al par $(\eta_{E-A}, \zeta_{E-A})$ se le denomina 'eficiencia vectorial', pero en términos de los elementos de absorción de potencia y de emisión de potencia del conversor. Se observa que esta eficiencia depende de las temperaturas asociadas a los flujos de calor que atraviesen las superficies del volumen de control.

Hecho lo anterior la ecuación para la potencia eléctrica queda como sigue

$$\dot{W} = \dot{U}_A \eta_{E-A} + \zeta_{E-A} E_g \dot{N} \quad (5)$$

Ec. (5) Potencia eléctrica suministrada por el conversor TRC en función de las temperaturas de absorbedor y emisor, así como de su eficiencia vectorial.

Esta ecuación (5), así como la eficiencia vectorial dada por las ecuaciones (3) y (4), poseen la misma forma que las ecuaciones del modelo general de A. de Vos [1] trabajando para el conversor entre los focos 2 y 3, pero ahora entre A y E.

Aun así, se piensa que se puede hacer un tratamiento diferente de las ecuaciones del que ha hecho A. de Vos [1], de modo que la potencia eléctrica quede en función de Q_A . dado que la transmisión de potencia va a tener lugar por conducción. Además interesa dejar la potencia, también, en función de la diferencia de potenciales químicos.

Tomando la ecuación del balance de entropía obtenida con anterioridad a despejar W , si ahora lo que se hace es sumar y restar $\mu_A \dot{N}_A$ se tendrá una expresión en función del Q_A . Y, además, aplicando el axioma de que el flujo neto de partículas para la superficie cerrada es nulo, $N_A = N_E = N$.

Nota: Dentro del conversor tiene lugar un flujo de partículas a través del gap. Este flujo es N . Además, para el conversor, el flujo neto de partículas es nulo. La extracción de potencia hace que exista un flujo de partículas (electrones) hacia el exterior saliendo por el contacto eléctrico selectivo de alta energía, E_{C-U} que es solidario a la parte p de la unión pn. El flujo entrante de electrones lo hace por el contacto eléctrico selectivo de baja energía, E_{C-L} , solidario a la parte n de la unión pn. Es decir, el flujo de electrones que sale del conversor vuelve a entrar en él. Este flujo es el transmisor de potencia hacia el exterior. Dentro del conversor, este flujo de electrones, que entra a través de la banda de conducción de la parte n, se desexcita hasta su banda de valencia, atravesando el gap de energía, y después son transportados al tiempo que adquieren energía, hacia el contacto eléctrico de la parte p, cerrando el circuito y haciendo que el flujo neto de partículas en el interior del conversor sea nulo.

$$-\frac{\dot{Q}_A}{T_A} + \frac{\dot{Q}_A - \dot{W} + (\mu_A - \mu_E)\dot{N}}{T_E} = 0$$

$$\Delta\mu_{A-E} = \mu_A - \mu_E \quad (6)$$

$$\dot{Q}_A \left(1 - \frac{T_E}{T_A}\right) - \dot{W} + \Delta\mu_{A-E}\dot{N} = 0$$

$$\dot{W} = \dot{Q}_A \eta_{E-A} + \Delta\mu_{A-E}\dot{N} \quad (7)$$

Esta expresión (7) es, a nuestro juicio, más interesante que la (5), que es la que se obtiene usando las expresiones que aporta A. de Vos [1] de forma directa. Esto es debido a que, aun siendo la eficiencia térmica igual que en la ec. (4) que depende de las temperaturas de absorbedor (A) y emisor (E), ahora la potencia ya depende de forma directa del calor entrante, preciso para mantener el TRC en funcionamiento y que pasa del absorbedor al módulo conversor (unión pn), así como de la diferencia de potenciales químicos dentro del conversor, que va a ser parte fundamental del modelo intrínseco del conversor.

Antes de nada, ahora, parece pertinente, comentar que el mecanismo por el cual la potencia térmica se transfiere del foco 3 al absorbedor del conversor es el de conducción térmica. De este modo

$$\dot{Q}_{3-A} = -US(T_A - T_3) = US(T_3 - T_A)$$

Donde $U[\frac{W}{m^2 K}]$ es la transmitancia térmica del contacto entre 3 y A. Si 'S' es la

superficie de este contacto, al producto de $US[\frac{W}{K}] = K$, lo denominamos 'Transmitancia

térmica total K'. Además a esa transferencia térmica de 3 a A, la denominamos como el flujo de calor que sale de 3, es decir $Q_{3-A} = Q_3$.

$$\dot{Q}_3 = K(T_3 - T_A) \quad (8)$$

Sabemos que la potencia que entra en el absorbedor (A) proveniente del foco 3, es igual a la potencia que sale del absorbedor. Ésta potencia posee una componente de calor y una componente de flujo de partículas. Conociendo esta relación se la ecuación de la generación del flujo de entropía se puede sustituir el calor de A por el calor proveniente de 3

$$\dot{U}_A = \dot{U}_3$$

$$\dot{Q}_A + \dot{N}_A \mu_A = \dot{Q}_3 + \dot{N}_3 \mu_3$$

$$\dot{Q}_A = \dot{Q}_3 + \dot{N}_3 \mu_3 - \dot{N}_A \mu_A$$

Más adelante se tiene en cuenta que el potencial químico del foco 3 va a ser nulo, como el del foco 1 y foco 2, y como ya se vio que $N = N_A$, tiene que

$$\dot{Q}_A = \dot{Q}_3 - \dot{N} \mu_A \quad (9)$$

$$\dot{W} = \dot{Q}_3 \eta_{E-A} + (-\mu_A \eta_{E-A} + \Delta\mu_{A-E}) \dot{N} \quad (10)$$

Nota: Más adelante se comprobará que esta ecuación coincide con la de la densidad de potencia eléctrica del modelo de Strandberg.

2º. Aplicación de las leyes de la termodinámica 1º y 2º al VC2:

Aplicación del PPT al VC2

$$\dot{U}_3 - \dot{U}_2 = \dot{W} \quad (11)$$

Aplicación del SPT al VC2:

$$\sum_i \vec{j}_i \cdot \vec{A}_i = \int_{VC2} \dot{s} dV$$

En VC2 entra un flujo de entropía a través de la superficie que encierra al volumen de control; siendo en realidad estos flujos de entropía el proveniente de 3 y el que sale hacia 2. Dentro del volumen de control en el contacto térmico entre el foco 3 y el absorbedor A se genera entropía, pero esta queda englobada dentro de balance de entropía. Esto hace que exista una generación neta de entropía dentro del volumen de control 2.

$$-\frac{\dot{Q}_3}{T_3} + \frac{\dot{Q}_2}{T_2} = \int_{VC2} \dot{s} dV$$

$$-\frac{\dot{U}_3 - \mu_3 \dot{N}_3}{T_3} + \frac{\dot{U}_2 - \mu_2 \dot{N}_2}{T_2} = \int_{VC2} \dot{s} dV$$

Nota: En el caso de que no se considerara el flujo de entropía generada en el contacto térmico, se llegaría a una situación en la que el absorbedor no se diferenciaría del foco 3 y el emisor no se diferenciaría del foco 2; pues, en ausencia de irreversibilidades internas de absorbedor y emisor, nos encontraríamos en el caso de A. de Vos y no tendría sentido hablar de la estructura interna del convertidor con sus tres partes y diferentes temperaturas.

Sustituyendo U_2 por la aplicación del Primer Principio

$$-\frac{\dot{U}_3 - \mu_3 \dot{N}_3}{T_3} + \frac{\dot{U}_3 - \dot{W} - \mu_2 \dot{N}_2}{T_2} = \int_{VC2} \dot{s} dV \quad (12)$$

Según A. de Vos [1], ahora habría que sustituir la anterior expresión del trabajo (5) en esta última expresión (12) y obtener una expresión para la generación de entropía en función de la eficiencia vectorial.

La generación de entropía en el volumen de control 2 va a quedar englobada en la entropía generada en el VC3, por lo que, para ese caso 3, el desarrollo realizado para VC2, en principio podría parecer no sería necesario. Pero si se da el caso de una TRC funcionando con una fuente térmica 3, que no precise del foco 1 para recibir potencia; por ejemplo, si se tiene una fuente de calor 3 que genere calor por una reacción química, o por otro proceso dentro del volumen de 3 (ec. 13), la ecuación (12) adquiere todo el sentido. Es más, tiene sentido si se deja la generación de entropía en función del calor, sustituyendo la potencia eléctrica W de la

ec. (12) por la expresión (7). Si se hace esto, se llega al mismo resultado para la generación de entropía que sustituyencola ec. (5).

$$\dot{Q}_3 = \int_{V_3} \dot{e}_3 dV \quad (13)$$

Generación de entropía en VC2 a través de la eficiencia vectorial:

Se sustituye (5) en (12). El fin será dejar toda la ecuación (10) en función de U_3

$$-\frac{\dot{U}_3 - \mu_3 \dot{N}_3}{T_3} + \frac{\dot{U}_3 - (\dot{U}_A \eta_{E-A} + \zeta_{E-A} E_g \dot{N}) - \mu_2 \dot{N}_2}{T_2} = \int_{VC2} \dot{s} dV \quad (14)$$

Sabemos que $U_3 = U_A$. Además $\dot{Q}_3 = \dot{U}_3 - \mu_3 \dot{N}_3$. Además, se separan los factores términos que dependen de U y de N, y se sacan éstos como factores comunes, incluido $1/T_2$

$$\frac{\dot{U}_3}{T_2} \left[-\frac{T_2}{T_3} + 1 - \eta_{E-A} \right] + \frac{\dot{N}}{T_2} \left[\mu_3 \frac{T_2}{T_3} - T_2 \mu_3 \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_3} \right) - \zeta_{E-A} E_g - \mu_2 \right] = \int_{VC2} \dot{s} dV$$

Sustituyendo en esta última ecuación las ecuaciones (3) y (4)

$$\frac{\dot{U}_3}{T_2} \left[-\frac{T_2}{T_3} + \frac{T_E}{T_A} \right] + \frac{\dot{N}}{T_2} \left[2\mu_3 \frac{T_2}{T_3} - \mu_3 \frac{T_2}{T_A} - \mu_A \frac{T_E}{T_A} + \mu_E - \mu_2 \right] = \int_{VC2} \dot{s} dV \quad (15)$$

Para el caso que nos atañe, el de la TRC, los potenciales químicos de 2 y de 3 van a ser nulos, sólo se van a tener presentes los que provoquen un flujo de partículas a través del gap, es decir, los del absorbedor y emisor. Además, entonces, la potencia que sale del foco 3 va a ser sólo el calor.

$$\frac{\dot{Q}_3}{T_2} \left[-\frac{T_2}{T_3} + \frac{T_E}{T_A} \right] + \frac{\dot{N}}{T_2} \left[-\mu_A \frac{T_E}{T_A} + \mu_E \right] = \int_{VC2} \dot{s} dV \quad (16)$$

Deshacemos camino. El corchete del segundo término del primer miembro se corresponde con la ecuación (4) si se multiplica y divide por la energía del gap E_g . Para el corchete del primer término del primer miembro sumamos y restamos '1' y se obtiene la ecuación (3)

$$\frac{\dot{Q}_3}{T_2} \left[-\frac{T_2}{T_3} + 1 - \left(1 - \frac{T_E}{T_A} \right) \right] + \frac{\dot{N} E_g}{T_2} \left[-\frac{\mu_A T_E}{E_g T_A} + \frac{\mu_E}{E_g} \right] = \int_{VC2} \dot{s} dV$$

$$\frac{\dot{Q}_3}{T_2} \left[1 - \frac{T_2}{T_3} - \eta_{E-A} \right] - \frac{\dot{N} E_g}{T_2} \zeta_{E-A} = \int_{VC2} \dot{s} dV \quad (17)$$

Esta ecuación (17) representa la generación de entropía en el VC2 teniendo presente sólo los potenciales químicos del absorbedor y del emisor, así como las temperaturas de los focos 3, 2, del absorbedor y del emisor, así como la energía del gap, aunque en realidad de ésta se puede prescindir.

Esta ecuación para la generación de entropía posee la forma en la que la entrega A. de Vos [1]. En el presente trabajo, se prefiere la forma que trabaja con la ecuación del trabajo que queda en función de la diferencia de potenciales químicos de absorbedor y emisor.

3º. Aplicación de PPT y del SPT al VC3:

Aplicación del PPT y SPT a una superficie que encierra al VC3. Ahora el VC3 encierra también al foco 3.

Aplicación del PPT al VC3

$$\dot{U}_1 - \dot{U}_2 = \dot{W} \quad (18)$$

Aplicación del SPT al VC3:

$$\sum_i \vec{j}_i \cdot \vec{A}_i = \int_{VC3} \dot{s} dV$$

En VC3 entra un flujo de entropía proveniente de 1 y sale un flujo de entropía hacia 2, al tiempo que en el contacto térmico entre el foco 3 y el absorbedor A se genera entropía dentro del VC3. Es decir, existe una generación interna neta de entropía dentro del volumen de control 3.

Nota: Hay que tener presente que para este posible caso particular de que el foco 3 fuese una fuente térmica que generase calor, por ejemplo, por una reacción química, habría que tener presente la generación de entropía de este proceso de generación, ya que 3 está dentro del VC, aparte de la generación de entropía del contacto térmico entre 3 y A.

$$-\frac{\dot{Q}_1}{T_1} + \frac{\dot{Q}_2}{T_2} = \int_{VC3} \dot{s} dV$$

$$-\frac{\dot{U}_1 - \mu_1 \dot{N}_1}{T_1} + \frac{\dot{U}_2 - \mu_2 \dot{N}_2}{T_2} = \int_{VC3} \dot{s} dV$$

Se sustituye U_2 por la aplicación del Primer Principio por $U_1 - W = U_2$, ec. (18).

$$-\frac{\dot{U}_1 - \mu_1 \dot{N}_1}{T_1} + \frac{\dot{U}_1 - \dot{W} - \mu_2 \dot{N}_2}{T_2} = \int_{VC3} \dot{s} dV \quad (19)$$

En este punto, si empleamos un argumento similar al que emplea A. de Vos [1] para la eficiencia de Carnot de la máquina en su conjunto, ya que pueda interesar, como hace él, introducir ésta en una expresión general para la entropía generada. Esta eficiencia sería aquella en la que no hubiera irreversibilidades internas y si $T_1 = T_A$ y $\mu_1 = \mu_A$, y que $T_2 = T_E$; entonces

$$\eta_c = \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (20)$$

$$\zeta_c = \left(\frac{\mu_1}{E_g} \frac{T_2}{T_1} - \frac{\mu_2}{E_g} \right) \quad (21)$$

A partir de aquí se trabaja de dos formas, como se hizo para VC2, se deja la generación de entropía en una forma similar a como lo hace A. de Vos [1] trabajando con la eficiencia vectorial a través de la ec. (5) para la potencia eléctrica; y la otra empleando la diferencia de potenciales químicos de A y E a través de la ec. (7) para la potencia eléctrica, se llega a las mismas expresiones para la generación de entropía en el VC3. Se hace sólo la sustitución de la ec. (5).

Generación de entropía en VC3 a través de la eficiencia vectorial:

Se sustituye la ec. (5) en la ec. (19).

Y siguiendo un esquema similar al empleado por A. de Vos [1], se sustituye la expresión de la potencia eléctrica W como función de la eficiencia vectorial, ec. (5).

Seguidamente se intenta obtener una expresión para la entropía generada en el VC3. Dado el esquema, Figura 4, se puede observar que la potencia $U_1 = U_3 = U_A$; esto hace que sustituyendo U_1 en la expresión del trabajo, el resultado sea

$$-\frac{\dot{U}_1 - \mu_1 \dot{N}_1}{T_1} + \frac{\dot{U}_1 - (\dot{U}_1 \eta_{E-A} + \zeta_{E-A} E_g \dot{N}) - \mu_2 \dot{N}_2}{T_2} = \int_{VC3} \dot{s} dV \quad (22)$$

Donde, se recuerda que las ec. (3) y (4) son

$$\eta_{E-A} = \left(1 - \frac{T_E}{T_A}\right) \quad (3)$$

$$\zeta_{E-A} = \left(\frac{\mu_A}{E_g} \frac{T_E}{T_A} - \frac{\mu_E}{E_g}\right) \quad (4)$$

En esta ecuación se desea trabajar sólo con U_1 . Para sacar de la ecuación Q_3 se deja este en función de U_3 y después se sustituye U_3 por U_1 . Después se opera separando términos para U_1 y para N , buscando introducir la diferentes eficiencias que fueron obtenidas con anterioridad, y se sustituyen las ec. (3) y (4)

$$\frac{\dot{U}_1}{T_2} \left[-\frac{T_2}{T_1} + \frac{T_E}{T_A} \right] + \frac{\dot{N}}{T_2} \left[\mu_1 \frac{T_2}{T_1} - \mu_3 \frac{T_2}{T_A} + \mu_3 \frac{T_2}{T_3} + -\mu_A \frac{T_E}{T_A} + \mu_E - \mu_2 \right] = \int_{VC3} \dot{s} dV \quad (23)$$

Ec. 23. Generación de entropía en VC3. Expresión general

Particularizando para nuestra TRC, en la que los potenciales químicos de los focos 1, 2 y 3 son nulos, y deshaciendo camino, volviendo a dejarlos en función de las ecuaciones (3) y (4) que definen la eficiencia vectorial en función de los parámetros de A y E, y de la energía del gap E_g , como se hizo en las ecuaciones (13) y (16); así como de la eficiencia de Carnot entre los focos 1 y 2, ec. (20). Y, como se hizo en el apartado anterior, dado que no hay potencial químico del foco 1, la potencia que sale del foco 1 es el calor

$$\frac{\dot{Q}_1}{T_2} [\eta_c - \eta_{E-A}] - \frac{\dot{N}}{T_2} \zeta_{E-A} E_g = \int_{VC3} \dot{s} dV \quad (24)$$

Se observa de forma clara la similitud con la ecuación (17).

Tenemos el foco 1, que es la fuente de potencia, y tenemos un foco intermediario 3, cuya misión es servir de transición entre el foco 1 y el conversor, de tal modo que el parámetro que va a permitir transferir potencia al conversor, será la temperatura del foco 3, T_3 . Este será el parámetro de control.

Esta temperatura del foco 3 dependerá a priori de varios parámetros relativos al equilibrio de intercambio de radiación entre 1 y 3, así como de los parámetros de la transmisión de calor del foco 3 al absorbedor A. Será en función de esta temperatura T_3 que interesará analizar la potencia eléctrica generada por el conversor y su eficiencia, lo será, indirectamente, de los parámetros sugeridos (emisividad, absorptividad, y capacidad caloríficas del foco 3, así como la transmitancia térmica total del contacto térmico entre 3 y A).

Esta potencia, calor, que sale de 1 será una potencia de radiación y ya se sabe que es una potencia espectral condicionada por la diferencia de cuasiniveles de Fermi. De ahí que esta potencia dependa de un balance detallado y que no se pueda aplicar de forma directa la ley de Stefan-Boltzmann debido a no poder ser absorbida la totalidad del espectro de radiación

En estas condiciones ya se tienen las ecuaciones que definen el modelo endorreversible para la TRC bajo las condiciones de que los potenciales químicos de los focos 1, 2 y 3 son nulos y que el flujo de partículas N es el que tiene lugar a través del gap del conversor.

Intercambios de potencia entre focos

Según A. de Vos [1] los intercambios de potencia entre focos (entre el foco 1 y el foco 3, y entre el foco 1 y el foco 2) están directamente relacionados con la potencia del conversor. Sabemos por las ec. (11) y (18) que $U_1 = U_3$, y que $U_1 - U_2 = W$.

Respecto estos, en este modelo nos interesa la potencia que sale de 1 y pasa 3 para después salir de él. Pero el intercambio entre 1 y 2 que muestra A. de Vos [1] en el presente modelo no nos interesa, pues se va a necesitar el intercambio entre el emisor y 2. Este intercambio nos lo proporcionará Strandberg [8].

A. de Vos nos muestra, a través de su ec. 7.1, cuál es la potencia neta sale del foco 1 que pasa al foco 3, condicionado este intercambio por el gap del conversor. Tomando esta ecuación 7.1, pero dejándola en función de la frecuencia, de modo que en lugar de la energía

del gap, ' E_g ', se emplea la frecuencia asociada al gap, ' $\nu_g = \frac{E_g}{h}$ ', siendo 'h' la constante de

Planck.

$$\dot{U}_1 = \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_g}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu - \mu_1}{kT_1}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_g}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu - \mu_3}{kT_3}} - 1}$$

Sabiendo que los potenciales químicos de los focos 1 y 3 son nulos, quedan las potencias como Q, pero en este punto también se debería tratar la introducción de dos tipos de parámetros que serán importantes en el funcionamiento práctico del dispositivo, como son las emisividades de los focos (ϵ) y un coeficiente de dilución de la radiación que se puede poner de manifiesto cuando las distancias entre el foco 1 y el foco 3 sea astronómicas.

Nota: La emisividad del foco 3 será un parámetro importante en el sentido que permitiría manipular la temperatura de funcionamiento estacionario del foco 3.

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}(T_1, 0) - \dot{Q}(T_3, 0) = C_{DIL} \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\frac{h\nu}{kT_1}}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_1}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\frac{h\nu}{kT_3}}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_3}} - 1} \quad (25)$$

Eficiencia del conversor

Por últimos decir, que para las ecuaciones planteadas, la eficiencia del conversor será el cociente entre la potencia eléctrica generada, ec. (10) y el calor proveniente del foco 1, ec. (25)

$$\eta_{Conv} = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_1} \quad (26)$$

4.2. Modelo de Strandberg.

El modelo de Strandberg [7] y [8], es un modelo de parámetros internos de la TRC. En él, se recogen aportaciones de otros autores como Byrness, Würfel y, Ross y Nozik.

Seguidamente se exponen las ecuaciones que resumen ese modelo, con sus dos partes fundamentales, con balance de partículas y sin balance de partículas.

En lo que sigue no se harán comentarios sobre el comportamiento o fenomenología del modelo que, en realidad, ya han sido recogidos en la introducción cuando se hace el comentario del funcionamiento de las TRC.

Decir por último, en esta introducción del modelo de Strandberg [7] y [8], que éste plantea la potencia y la eficiencia generada en función de la potencia neta (absorbida menos emitida) evacuada al entorno, al foco 2.

Parámetros para funcionamiento intrínseco de la TRC:

Seguidamente se establece una lista de los parámetros de la TRC para su funcionamiento intrínseco de modo que se clarifiquen aspectos particulares de los mismos.

- $\Delta\mu_C$, diferencia de potencial químico entre contactos eléctricos selectivos.
- V , diferencial de potencial entre contactos eléctricos = Diferencia de potencial que se establece entre los contactos eléctricos de la TRC cuando esta funciona en circuito cerrado evacuando potencia W .
- De lo anterior se infiere que, a priori: $\Delta\mu_C = qV$ (27).
- T_{C-L} , temperatura del contacto eléctrico selectivo de baja energía unido a la parte p.
- E_{C-L} , energía del contacto eléctrico selectivo de baja energía unido a la parte p (entendiendo que del lado del absorbedor).
- T_{C-U} , temperatura del contacto eléctrico selectivo de alta energía unido a la parte n. **Nota:** $T_{C-U} = T_{C-L} = T_C$.
- E_{C-U} , energía del contacto eléctrico selectivo de alta energía unido a la parte n, del lado del emisor.

- $E_{C-U} - E_{C-L} = E_C$, diferencia de energía de los contactos eléctricos.
- En el modelo endorreversible de la TRC se considerará que $T_a = T_2$, es decir, temperatura de ambiente de alrededores es igual a temperatura de foco frío.
- T_e = temperatura que caracteriza la población de los electrones dentro del conversor, que se hace coincidir con su temperatura efectiva de emisión. Strandberg [8] muestra que si no hay balance de partículas la potencia cedida al foco frío por el emisor se debe al intercambio de radiación, en todo el espectro de la radiación térmica, entre el emisor y el foco 2. La temperatura del emisor se entiende como temperatura de los electrones.
- En el modelo endorreversible de la TRC se considerará que $T_C = T_A$, se considera que los contactos eléctricos están a temperatura de absorbedor.

4.2.1. Modelo de Strandberg sin balance detallado.

Comenzamos escribiendo la ecuación de conservación de la energía. Para ello vemos que la energía radiada por la célula, asumiendo que es un cuerpo negro, debe ser igual a la energía evacuada por la corriente de electrones J a través de los contactos selectivos de la célula. Esto da lugar a la siguiente igualdad:

$$E_C \frac{J}{q} = \dot{Q}_{abs} - \dot{Q}_{em} = \sigma(T_a^4 - T_e^4) \quad (28)$$

Siendo J la densidad de corriente generada en la TRC

Strandberg [8] muestra que Würfel [10]; deduce que la diferencia de potencial químico establecida en la TRC es

$$qV = E_C \left(1 - \frac{T_C}{T_e} \right); T_C > T_e \quad (29)$$

Y la potencia generada por la TRC es

$$\dot{W} = \dot{P} = JN = \sigma(T_a^4 - T_e^4) \left(1 - \frac{T_C}{T_e} \right) \quad (30)$$

Siendo la eficiencia

$$\eta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_{em} - \dot{Q}_{abs} + \dot{W}}$$

$$\eta = \frac{1}{1 - \frac{E_C}{qV}} \quad (31)$$

4.2.2. Modelo de Strandberg con balance detallado

Teniendo presente el balance de partículas, según Strandberg [8], cito: '*si existe un gap de energía, las poblaciones de portadores a ambos lados del gap pueden tener diferentes*

cuasineveles de Fermi, lo que significa que que la emisión de radiación puede ser caracterizada por un potencial químico $\Delta\mu_e$ igual a la diferencia entre los cuasineveles de Fermi en el emisor'

Nota: Strandberg [7] emplea $\Delta\mu_c$, como diferencia de cuasineveles de Fermi entre contactos eléctricos; mientras que Strandberg [8] emplea $\Delta\mu_e$. Se entiende que son lo mismo

$$\Delta\mu_e = \Delta\mu_c \quad (32)$$

Al ser los procesos de absorción y emisión de radiación en el material activo a través de la energía del gap, se aplica el balance de partículas. Esto implica que el número de electrones por unidad de tiempo, 'N', que salen del material es el mismo que atraviesa el gap. El balance de partículas es

$$\dot{N} = \frac{J}{q} = \dot{N}(T_a, 0) - \dot{N}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{1}{E_c} [\dot{E}(T_a, 0) - \dot{E}(T_e, \Delta\mu_e)] \quad (33)$$

$\dot{N}(T_a, 0)$ Flujo de fotones que absorbe el emisor (Hipótesis: La radiación entrante no posee potencial químico), $\dot{N}(T_e, \Delta\mu_e)$ Flujo de fotones emitido por el EEH.

Strandberg [8], basándose en Byrness [11], muestra que dado que los electrones que se desexcitan por radiación a través del gap de la célula, el número de electrones que puede ser extraído es sólo el que atraviesa la célula, y el flujo de fotones intercambiados con el exterior, estará determinado por este gap. En este punto hay que decir que Strandberg [7] y [8], no tiene presente las emisividades de las superficies que intercambian potencia, al menos de forma explícita (este tema será tratado con más detalle en la implementación a casos concretos), las supone como superficies negras. Se piensa que esto no debe ser así y que las emisividades pueden condicionar de forma efectiva el funcionamiento del dispositivo. Si en un planteamiento teórico se considera que no entran en juego, basta con asignarles el valor '1'. Aún así, la introducción de las emisividades no es una cuestión obvia, pues implica de modo entrelazado las relaciones de las áreas de las superficies que intercambian potencia y las relaciones geométricas que afectan a la radiación entre estas superficies (Factores de Visión). Dado lo anterior, el flujo de fotones para un espectro concreto es

$$\dot{N}(T, \Delta\mu) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi c}{\lambda^4} \frac{d\lambda}{e^{(hc/\lambda - \Delta\mu)/kT} - 1} \quad (34)$$

Strandberg [8] lo muestra así, en función de la longitud de onda, pero en este trabajo se prefiere en función de la frecuencia, por lo que el flujo neto que sale del emisor valdría

$$\dot{N} = \dot{N}(T_a, 0) - \dot{N}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_s}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_s}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1} \quad (35)$$

La necesidad de aplicación del balance detallado lleva a que 'qV' ya no es igual a la cuasidiferencia de niveles de Fermi $\Delta\mu_e$, sino que su expresión cambia, es más compleja, condicionada por la temperatura de los contactos eléctricos selectivos y por la energía de estos.

$$qV = \Delta\mu_e \frac{T_c}{T_e} + E_c \left(1 - \frac{T_c}{T_e} \right) \quad (36)$$

Esta expresión es debida a Ross y Nozik [9], que son referenciados por Strandberg [8].

La potencia generada va a ser función de la potencia de extracción hacia el exterior que hace el conversor mediante el flujo neto de radiación entre emisor y entorno exterior o foco 2. Esa potencia se le llama, según la notación que se ha empleado desde el principio, en la Figura 5, U_2 = 'Potencia neta que sale del emisor', o 'potencia neta intercambiada entre emisor y foco 2'. Como el potencial químico del foco 2 es nulo (identificado con la 'a' de 'ambiente' del modelo de Strandberg), su expresión es

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}(T_a, 0) - \dot{Q}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1} \quad (37)$$

La potencia W generada por la TRC queda como función directa de la potencia saliente neta de radiación que es emitida por el emisor el modelo intrínseco de Strandberg [8].

$$\dot{W} = \dot{P} = JV = \dot{Q}_2 \left[1 - \frac{T_c}{T_e} \left(\frac{\Delta\mu_e}{E_c} - 1 \right) \right] \quad (38)$$

En este modelo intrínseco se muestra que la evolución de la densidad de potencia con la energía del gap no se diferencia mucho entre emplear el balance de partículas y no emplearlo. Sea como fuere emplear el balance de partículas es más preciso y hacerlo requiere de resolución numérica de las integrales. Es decir, en la última ecuación de la potencia mostrada las $\dot{Q}(T, \Delta\mu)$ son integrales de la función de Planck para un espectro concreto dado por la energía del gap.

Por último mencionar, en este apartado, que Strandberg [8], muestra la corriente de cortocircuito y la diferencia de potencial de circuito abierto como las siguientes expresiones

$$J_{sc} = \frac{q\sigma}{E_c} (T_a^4 - T_c^4) \quad (39)$$

$$V_{oc} = \frac{E_c}{q} \left(1 - \frac{T_c}{T_a} \right) \quad (40)$$

4.3. Modelo endorreversible para la TRC.

En este punto, para combinar el modelo de Strandberg [8] con el modelo endorreversible deducido de la aplicación de la obra de A. de Vos [1] a la TRC, se piensa que la clave es identificar el potencial químico en ambos modelos.

Se piensa que la diferencia de potencial químico que en el modelo deducido de la aplicación del modelo híbrido de A. de Vos [1] a la TRC, que se tenía entre Absorbedor y Emisor, que aparece en las ecuaciones (6) y (7), es el mismo que entre los contactos eléctricos selectivos del modelo de Strandberg [7] y [8], dado que uno está conectado al absorbedor y otro está conectado al emisor

$$\Delta\mu_{C-Strandberg} = \Delta\mu_{A-E} \quad (41)$$

Además, la combinación de ambos modelos requerirá aplicar las siguientes condiciones.

Condiciones:

- 1º. Los potenciales químicos de los focos 1, 2 y 3 son nulos.
- 2º. El flujo de partículas N es el que tiene lugar a través del gap del conversor. Este flujo coincide con el flujo neto de fotones que sale del emisor, Byrness [11], y se usa esto para calcularlo.
- 3º. $\Delta\mu_{C-Strandberg} = \Delta\mu_{e-Strandberg} = \Delta\mu_{A-E}$ (42)
- 4º. $T_{C-U} = T_{C-L} = T_C$. Ambos contactos eléctricos selectivos poseen la misma temperatura..
- 5º. En el modelo endorreversible de la TRC se considerará que $T_a = T_2$, es decir, temperatura de ambiente de alrededores es igual a temperatura de foco frío.
- 6º. En el modelo endorreversible de la TRC se considerará que $T_e = T_E$ (Temperatura de electrones igual a Temperatura de Emisor).
- 7º. En el modelo endorreversible de la TRC se considerará que $T_C = T_A$, se considera que los contactos eléctricos están a temperatura de absorbedor.

Dadas estas premisas, aplicándolas a las ecuaciones del modelo de Strandberg [8], lo que viene a ser cierto cambio de notación, se obtiene la adecuación del modelo endorreversible y del modelo de Strandberg [7] y [8] y otros, lo que configura el '*Modelo endorreversible del conversor negativo*'.

Ecuaciones de Strandberg:

Teniendo presente

$$T_a = T_2; T_e = T_E; T_C = T_A; \epsilon_a = \epsilon_2; \epsilon_e = \epsilon_E;$$

y

$$\Delta\mu_{C-Strandberg} = \Delta\mu_{e-Strandberg} = \Delta\mu_{A-E}$$

Sin balance detallado

$$\Delta\mu_c = qV \quad (27)$$

$$qV = E_c \left(1 - \frac{T_c}{T_e} \right); T_c > T_e \quad (29)$$

$$\dot{W} = JV = \sigma(T_a^4 - T_e^4) \left(1 - \frac{T_c}{T_e} \right) \quad (30)$$

$$\eta = \frac{1}{1 - \frac{E_c}{qV}} \quad (31)$$

Con balance detallado:

Se tiene en cuenta el flujo de partículas 'N' a través del gap.

$$\dot{N} = \dot{N}(T_a, 0) - \dot{N}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_s}^{\infty} \frac{v^2 dv}{e^{\frac{hv}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_s}^{\infty} \frac{v^2 dv}{e^{\frac{hv - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1} \quad (35)$$

$$qV = \Delta\mu_e \frac{T_c}{T_e} + E_c \left(1 - \frac{T_c}{T_e} \right) \quad (36)$$

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}(T_a, 0) - \dot{Q}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_s}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_s}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1} \quad (37)$$

$$\dot{W} = \dot{P} = JV = \dot{Q}_2 \left[1 - \frac{T_c}{T_e} \left(\frac{\Delta\mu_e}{E_c} - 1 \right) \right] \quad (38)$$

Volumen de control VC1

Nota: Los potenciales químicos de los focos 1, 2 y 3 son nulos, esto hace que

$$U_i = Q_i + \mu_i N_i = Q_i; \quad i = 1, 2 \text{ y } 3.$$

$$\dot{U}_A - \dot{U}_E = \dot{W} \quad (1)$$

$$\eta_{E-A} = \left(1 - \frac{T_E}{T_A} \right) \quad (3)$$

$$\zeta_{E-A} = \left(\frac{\mu_A}{E_g} \frac{T_E}{T_A} - \frac{\mu_E}{E_g} \right) \quad (4)$$

$$\dot{W} = \dot{U}_A \eta_{E-A} + \zeta_{E-A} E_g \dot{N} \quad (5)$$

$$\Delta\mu_{A-E} = \mu_A - \mu_E \quad (6)$$

$$\dot{Q}_A = \dot{Q}_3 - \dot{N} \mu_A \quad (9)$$

$$\dot{W} = \dot{Q}_3 \eta_{E-A} + (-\mu_A \eta_{E-A} + \Delta\mu_{A-E}) \dot{N} \quad (10)$$

Volumen de control VC2

$$\dot{U}_3 - \dot{U}_2 = \dot{W} \quad (11)$$

$$\frac{\dot{Q}_3}{T_2} \left[1 - \frac{T_2}{T_3} - \eta_{E-A} \right] - \frac{\dot{N}}{T_2} \zeta_{E-A} E_g = \int_{VC2} \dot{s} dV \quad (17)$$

$$\dot{Q}_3 = K(T_3 - T_A) \quad (8)$$

$$\dot{Q}_3 = \int_{V3} \dot{e}_3 dV \quad (13)$$

Volumen de control VC3

$$\dot{U}_1 - \dot{U}_2 = \dot{W} \quad (18)$$

$$\eta_c = \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (20)$$

$$\zeta_c = \left(\frac{\mu_1}{E_g} \frac{T_2}{T_1} - \frac{\mu_2}{E_g} \right) \quad (21)$$

$$\frac{\dot{Q}_1}{T_2} [\eta_c - \eta_{E-A}] - \frac{\dot{N}}{T_2} \zeta_{E-A} E_g = \int_{VC3} \dot{s} dV \quad (24)$$

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}(T_1, 0) - \dot{Q}(T_3, 0) = C_{DIL} \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_1}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_3}} - 1} \quad (25)$$

$$\eta_{Conv} = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_1} \quad (26)$$

Nota: Aunque no viene expresado de forma explícita en el desarrollo del modelo, sumando las ecuaciones (11) y (18), y sabiendo que los potenciales químicos de los focos 1 y 3 son nulos, se tiene que $Q_3 = Q_1$.

Excepto las ecuaciones (6) y (7) que dependen de las diferencias de potenciales químicos entre absorbedor (A) y emisor (E), el resto de ecuaciones manifiesta una forma similar a la que ofrece A. de Vos [1] en función de la eficiencia vectorial, sea ésta para los parámetros de absorbedor y emisor o para la eficiencia de vectorial de Carnot.

Estas ecuaciones deberían permitir hacer análisis para la TRC en función de los parámetros que deseemos variar. Por ejemplo A. de Vos [1] dibuja la potencia eléctrica y la generación de entropía en función de las eficiencias vectoriales.

A partir de aquí lo que se precisa es ligar estas ecuaciones con los parámetros intrínsecos de la TRC. Para realizar esto lo que se hará será utilizar el modelo de Strandberg, sin balance detallado y con balance detallado.

El parámetro que permitirá ligar el modelo obtenido con el de Strandberg [7] y [8] será la diferencia de potenciales químicos entre absorbedor y emisor.

Para acabar este apartado 4.3, dadas las condiciones establecidas al comienzo del mismo, donde la temperatura electrónica coincide con la del emisor y la temperatura de los contactos eléctricos coinciden con la del absorbedor; se puede demostrar fácilmente que si el potencial químico del absorbedor es nulo, que es lo que propone el modelo de Müsser, como muestra A de Vos [1], además de que los potenciales químicos de los focos 1 y 2 son nulos; la ecuación (10) del modelo endorreversible de la TRC, desarrollado en este trabajo, coincide con la ecuación (38) que proporciona la densidad de potencia eléctrica en el modelo de Strandberg; es decir, las ecuaciones (10) y (38) son equivalentes. La demostración de esta equivalencia se desarrolla en el Anexo I.

5. IMPLEMENTACIÓN DEL MODELO

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

5.1. Algoritmo:

5.1.1. Algoritmo general.

5.1.2. Algoritmo concreto: Diagrama de flujo.

5.2. Aplicación del algoritmo a casos concretos : Sol-Tierra. Foco térmico - Tierra. Tierra - Vacío Espacial.

5.1. Algoritmo: Diagrama de flujo.

Seguidamente se expone el funcionamiento fenomenológico del modelo propuesto para la TRC. Este funcionamiento permite determinar el algoritmo para su implementación.

El comportamiento se expone de forma 'estacionaria'. Ya que las ecuaciones planteadas lo han sido de este modo. Si hay cambios en las condiciones y pretenden ser descritas, una evolución del comportamiento, lo será de una situación estacionaria a otra situación estacionaria.

En todo momento, entre situaciones estacionarias diferentes, las temperaturas de los focos 1 y 2, que denominamos 'focos extremos', son fijas. Estos focos y sus temperaturas determinarán el contexto externo de cada caso que vaya a ser aplicado.

El parámetro de control en el cálculo será la diferencia de potencial entre bornes de la TRC de modo que, fijado éste se va a obtener una secuencia de temperaturas desde el foco 1 al foco 2, con temperaturas intermedias de mayor a menor para foco 3, absorbedor, contactos eléctricos (que será igual a la del absorbedor) y de emisor.

Una situación estacionaria para el modelo endorreversible para la TRC será aquel en que poseyéndose una sucesión de temperaturas de focos y de absorbedor y emisor, bajo la siguiente condición

$$T_1 > T_3 > T_A > T_E > T_2$$

Establecida esta secuencia de temperaturas queda fijado el comportamiento y todas las propiedades de trabajo de la TRC.

El algoritmo puede ser expresado de forma general como, fijada una diferencia de potencial entre bornes, será preciso estimar dos parámetros, temperatura de foco 3, T_3 y temperatura de emisor, T_E ; y realizar dos bucles, uno dentro del otro (consultar diagrama de flujo), el primero para obtener como parámetro de convergencia la potencia del foco 3, Q_3 , y el otro para alcanzar la convergencia en la propia temperatura del emisor. Cuando se alcancen las convergencias, se habrán calculado la mayor parte de los parámetros importantes. Los restantes, que no fueron precisos para la convergencia, se calculan al final de cada etapa de potencial fijado.

Dadas las premisas anteriores, el algoritmo de cálculo se concreta como sigue:

5.1.1. Algoritmo general.

La descripción de la secuencia sería la siguiente:

Se decide una diferencia de potencial entre bornes.

El primer parámetro a estimar es la temperatura del foco 3, T_3 , dando una inicialización a las potencias que entrega el foco 3 al absorbedor en sus dos formas, Q_3 y Q'_3 , de modo que serán calculadas ambas de modo diferente, debiendo coincidir (converger). Una de las potencias se calculará con las integrales de Planck y la otra se calculará con las ecuaciones de la TRC.

Estimada esta temperatura T_3 , se calcula la potencia que entrega el foco 3, Q_3 , con las integrales de Planck, como se ha comentado. Con esta potencia y la temperatura del foco 3 se calcula la temperatura del absorbedor, la de los contactos eléctricos (que es la misma que la del absorbedor). En ese momento se estima una temperatura del emisor. Con esta T_E ya se puede calcular la diferencia de cuasipotenciales de Fermi, la potencia que entrega la TRC al foco 2, Q_2 ; la densidad de corriente J y el flujo de partículas N . Después se calcula la potencia que entrega la TRC y, seguidamente, se calcula la eficiencia del convertidor. Con esta eficiencia del convertidor se calcula la temperatura del emisor. Esta temperatura se compara la con la estimada, si coinciden hay convergencia del bucle interior. Si no son iguales, no convergen, la modificación del bucle de la temperatura del emisor será tomar como nueva temperatura de emisor estimada la última calculada.

Conseguida la anterior convergencia, es decir, finalizado el bucle interno, se da paso al cálculo de la potencia que entrega el foco 3 a partir de la potencia de la TRC, Q'_3 , se compara con la calculada por las integrales de Planck para la T_3 estimada. Si coinciden, hay convergencia del segundo bucle o bucle exterior.

Se da paso a las restantes propiedades, las que permiten el cálculo de la entropía.

Habría terminado el cálculo para una diferencia de potencial concreta y se pasaría a la siguiente diferencia de potencial repitiendo proceso.

Esta secuencia de pasos, se describe de modo detallado en el siguiente apartado junto con el diagrama de flujo correspondiente.

5.1.2. Algoritmo concreto: Diagrama de flujo.

(Detalle de las ecuaciones que se usan en el programa en cada paso)

1º. Paso: Datos de entrada e inicio del conteo:

T_1 : Temperatura del foco 1.

T_2 : Temperatura del foco 2.

T_3 : Temperatura del foco 3. Esta temperatura es una estimación inicial.

K : Transmitancia térmica total del contacto térmico entre foco 3 y absorbedor.

μ_A : Potencial químico del absorbedor (para el modelo de Müsser este potencial químico es nulo).

E_g : Energía del gap (El cálculo se la diferencia de energía entre contactos eléctricos selectivo se hace como Strnadberg [8], $E_C = E_g$; por lo que E_C no va a ser un dato de entrada en este modelo)

C_{dij} : Coeficiente de dilución de la potencia por unidad de área del foco 1 en función de la distancia entre focos.

ϵ_1 : Emisividad material (gris) del foco 1.

ϵ_2 : Emisividad material (gris) del foco 2.

ϵ_3 : Emisividad material (gris) del foco 3.

ϵ_E : Emisividad material (gris) del emisor.

Inicio del conteo:

Se define el incremento de diferencia de potencial para el número de pasos decidido en base a una diferencia de potencial límite de circuito abierto dada por la temperatura del foco 1.

$$V_{OC_Lím} = E_g \left(1 - \frac{T_1}{T_2} \right)$$

$$\Delta V = \frac{V_{OC_Lím}}{NV}$$

Se define una diferencia de potencial para el paso [i] en que se encuentre al cálculo. En caso de ser la primera sería sumar el incremento de potencial al valor $V[0] = 0$ V, y así sucesivamente en cada paso.

$$V[i] = V[i - 1] + \Delta V$$

2º Paso: Estimación de la potencia térmica que el emite el foco 3.

Se puede dar un valor al azar.

3º Paso: Cálculo de Q_1 :

Se emplea la ecuación (25), donde $\nu_g = E_g / h$. La integrales se calculan con las subrutinas introducidas al efecto. En el programa aparecen como 'IntT1' e 'IntT3'

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}(T_1, 0) - \dot{Q}(T_3, 0) = C_{DIL} \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_g}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_1}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_g}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_3}} - 1}$$

Nota: Para el caso 3 (Sol-Tierra) esta ecuación cambia, por los motivos aducido en el apartado de implementación de este caso en el capítulo 5. Al hacer esa modificación también será introducida la emisividad selectiva (espectral) de la TRC.

4º Paso: Cálculo de Q_3 :

$$\dot{Q}_3 = \dot{Q}_1$$

5º Paso: Cálculo de la temperatura de absorbedor T_A :

Se emplea la ec (8)

$$T_A = T_3 - \frac{\dot{Q}_3}{K}$$

6º Paso: Cálculo de la temperatura de Emisor T_C :

$$T_C = T_A$$

7º Paso: Estimación de la temperatura del emisor T_E .

8º Paso: Cálculo de la diferencia de cuasipotenciales de Fermi $\Delta\mu_e$.

Se emplea la ecuación (36) de Strandberg [8].

$$\Delta\mu_e = \frac{T_e}{T_C} \left[qV - E_C \left(1 - \frac{T_C}{T_e} \right) \right]$$

9º Paso: se calcula el potencial químico del emisor

$$\mu_E = \mu_A - \Delta\mu_e$$

10º Paso: Cálculo de Q_2 :

Se emplea la ec. (37). La integrales se calculan con las subrutinas al efecto.

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}(T_a, 0) - \dot{Q}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{2\pi\hbar}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi\hbar}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1}$$

11º Paso: Cálculo de J :

Se emplea la ecuación (33) en la forma que depende de Q_2 .

$$j = q \frac{\dot{Q}_2}{E_C}$$

12º Paso: Cálculo del flujo de partículas N .

Se emplea la ec. (35)

$$\dot{N} = \dot{N}(T_a, 0) - \dot{N}(T_e, \Delta\mu_e) = \frac{2\pi\hbar}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^2 dv}{e^{\frac{hv}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi\hbar}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^2 dv}{e^{\frac{hv - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1}$$

O puede ser calculada también con la ecuación (33)

13º Paso: Cálculo de la potencia eléctrica W como función de Q_2 , modelo de Strandberg [8].

Se emplea la ec. (38)

$$\dot{W}_s = \dot{Q}_2 \left[1 - \frac{T_C}{T_e} \left(\frac{\Delta\mu_e}{E_C} - 1 \right) \right]$$

O se puede calcular la potencia eléctrica W como función del flujo de partículas N del modelo endorreversible.

Se emplearía la ec. (10).

$$\dot{W} = \dot{Q}_3 \eta_{E-A} + (-\mu_A \eta_{E-A} + \Delta\mu_{A-E}) \dot{N}$$

Ambas ecuaciones generan el mismo resultado. Consultar 9.2. Apéndice II.

14º Paso: Cálculo de la eficiencia del conversor.

$$\eta_{Conv} = \frac{\dot{W}_S}{|\dot{Q}_2| + \dot{W}_S}$$

15º Paso: Se calcula la temperatura del emisor T'E:

Ésta se obtiene de la eficiencia del conversor que acaba de ser calculada a través de la ecuación (3) sabiendo que temperatura de absorbedor T_A y temperatura de contactos eléctricos T_C coinciden

$$T'_E = T_C (1 - \eta_{Conv})$$

16º Paso: Se comparan las temperaturas de emisor, estimada y calculada:

Si las temperaturas coinciden, se prosigue con el cálculo.

Si las temperaturas no coinciden se emplea una modificación de la estimación de la temperatura del emisor, y se reinicia el cálculo que acaba de ser hecho.

Modificación de la estimación: $T_E = T'_E$

17º Paso: Cálculo de Q'3:

Se calcula, finalmente la potencia que sale del foco 3 hacia el absorbedor mediante la ecuación del balance del primer principio al volumen de control VC2, ecuación (11), sabiendo que los potenciales químicos de los focos 2 y 3 son nulos.

$$\dot{Q}_3 = \dot{W}_S + |\dot{Q}_2|$$

18º Paso: Se comparan las potencia del foco 3, la estimada y la que acaba de ser calculada.

Si coinciden, se prosigue el cálculo.

Si no coinciden pueden ocurrir dos cosas:

1º. Que $Q_3 > Q'_3$, en cuyo caso ,a modificación del bucle consiste en sumar un pequeño incremento de temperatura a la temperatura T₃, $T_3 = T_3 + \Delta T_3$

2º. Que $Q_3 < Q'_3$, en cuyo caso ,a modificación del bucle consiste en restar un pequeño incremento de temperatura a la temperatura T₃, $T_3 = T_3 - \Delta T_3$

Cálculos finales:

19º Paso: Cálculo de η_c

Sería la supuesta eficiencia de carnot para la máquina funcionando entre los focos 1 y 2, ecuación (20). este coeficiente hace falta para el cálculo de la entropía de la TRC.

$$\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

20º Paso: Cálculo de ζ_{E-A} :

Se realiza a través de la ecuación (4)

$$\zeta_{E-A} = \left(\frac{\mu_A}{E_g} \frac{T_E}{T_A} - \frac{\mu_E}{E_g} \right)$$

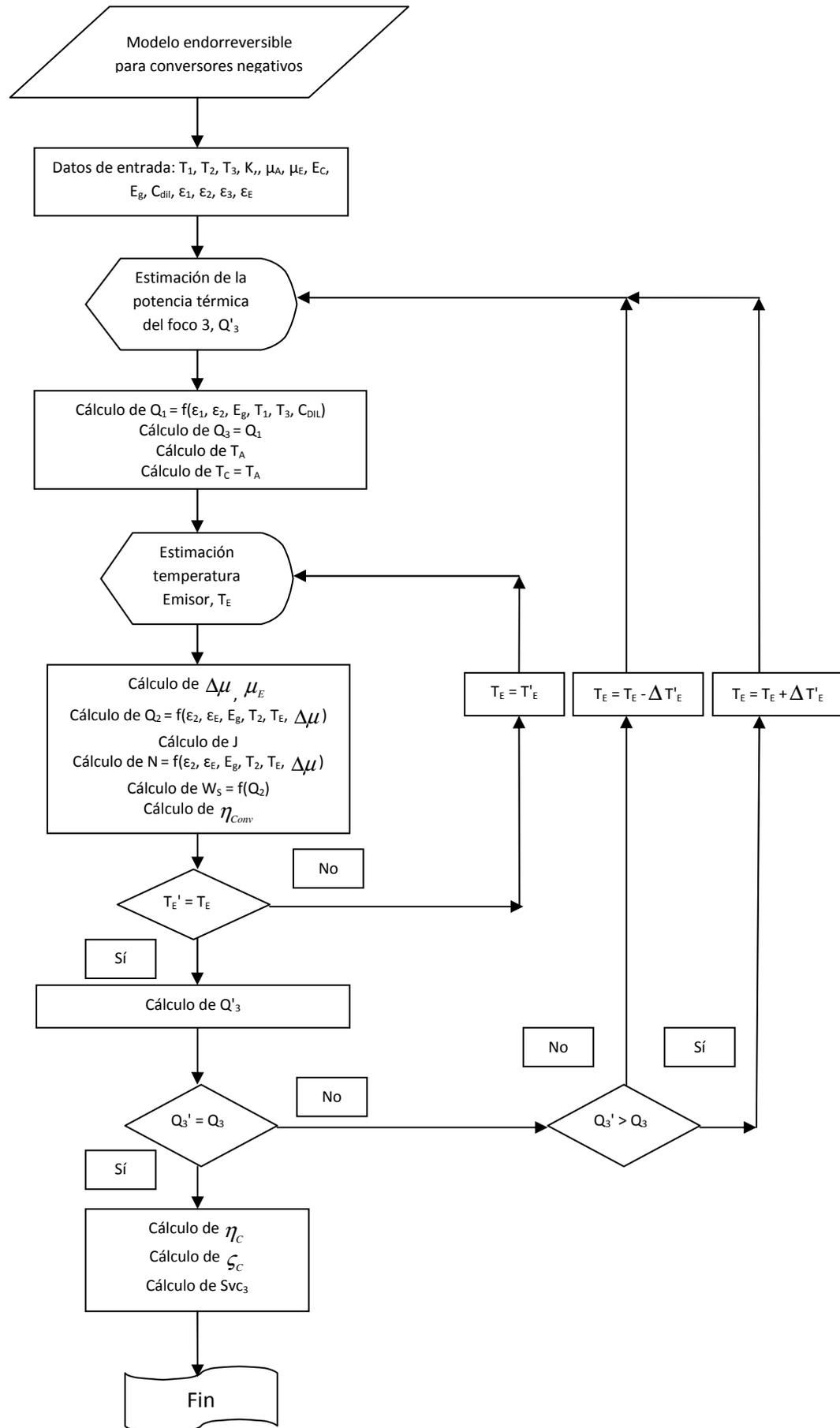
21º Paso: Cálculo del flujo de entropía por unidad de tiempo S_{vc3}

Se realiza mediante la ecuación (24)

$$\dot{S}_{vc3} = \int_{vc3} \dot{s} dV = \frac{\dot{Q}_1}{T_2} [\eta_c - \eta_{E-A}] - \frac{\dot{N}}{T_2} \zeta_{E-A} E_g \quad (24)$$

Con esto se da por finalizado el cálculo para la diferencia de potencial con la que se haya iniciado el cálculo, y se da paso a la siguiente.

Diagrama de flujo



5.2. Aplicación del algoritmo a casos concretos : 1. Foco térmico - Tierra. 2. Tierra - Vacío Espacial. 3. Sol - Tierra.

Los casos propuestos para la aplicación del modelo endorreversibles son tres:

Caso 1: Foco térmico - Tierra.

Caso 2: Tierra - Vacío Espacial.

Caso 3: Sol-Tierra.

Estos casos pretenden simular y obtener conclusiones respecto a las posibilidades prácticas que ofrecerán diferentes TRC debido a estar situadas en diferentes contextos.

El caso 1 representa una TRC funcionando sobre la Tierra absorbiendo potencia de un foco térmico. De modo que este foco térmico, a 421 K de temperatura T_1 , sería una fuente térmica de baja intensidad y el foco sumidero sería la Tierra a temperatura $T_2 = 300$ K.

El caso 2 representaría una TRC en el contexto espacial que recibiría potencia de la Tierra y la vertería hacia al espacio, hacia el fondo de microondas.

El caso 3 representaría una TRC en un contexto espacial entre el Sol y la Tierra como pudiera ser en un satélite.

En los apartados anteriores del trabajo se desarrolló un modelo endorreversible para las TRC, que se combinó con el modelo de Strandberg que muestra el funcionamiento interno de las TRC. El modelo endorreversible fue planteado a partir del texto [1] A. de Vos.

Tanto los trabajos de A. de Vos [1], como de Strandberg [7] y [8] muestran que el funcionamiento de las TRC o convertidores negativos cuando se hace de modo preciso se basan en emplear el balance detallado, teniendo presente el flujo de partículas, para ello es precisa la selectividad de potencia radiante. Esta selectividad depende de dos factores, de la energía del gap del semiconductor empleado y de la diferencia de cuasipotenciales de Fermi dentro de la TRC. Para la potencia vertida al foco sumidero, foco 2, se precisan ambas cosas, la energía del gap del semiconductor y la diferencia de cuasiniveles de Fermi. Para la potencia de entrada en la TRC proveniente del foco 1 atravesando el foco 3 hasta el absorbedor, el parámetro filtrante de la potencia va a ser sólo la energía del gap del semiconductor.

Este punto es relevante en el funcionamiento de la TRC, pues se piensa que tanto A. de Vos [1] como Strandberg [7] y [8], pasan por encima de un efecto importante debido al filtrado selectivo por la energía del gap. No tienen presente que si la potencia se filtra, en realidad la potencia de entrada era mayor, la parte de la cola de la función de la densidad de radiación espectral entrante que ha sido filtrada para una frecuencia inferior a la correspondiente a la energía del gap. Que aún siendo una pequeña cola; aunque lo de pequeña puede ser un eufemismo, pues la potencia filtrada va a depender de la posición relativa del máximo de la función de radiación respecto la frecuencia correspondiente a la energía del gap a partir de dónde se tiene presente la densidad de potencia que entra, y esta posición relativa depende de la temperatura del foco fuente, como muestra la ley de Wien.

Este efecto de filtrado selectivo se concibe, en los tratados de radiación, Cengel [12], Chapman [13] y Pomatta [14]; como un factor adimensional que puede depender de la frecuencia (o de la longitud de onda) o no. Este factor se denomina absortividad, y en los casos que se plantean se correspondería con una absortividad espectral, dado el filtrado selectivo que se hace. El tener en cuenta este factor, y que la potencia real entrante, en realidad, es mayor que la que se considera en el modelo, haría que la eficiencia de la TRC fuese menor. Se llamaría a esta eficiencia 'Eficiencia Real'.

Los casos 1 y 2, pueden ser tratados perfectamente por el modelo endorreversible tal y como ha sido desarrollado en este trabajo, pero sabiendo que si la potencia de entrada a considerar fuese la que se considera potencia de entrada dividida por la absorptividad espectral, la potencia de entrada sería mayor y por tanto la eficiencia de la TRC, la eficiencia real, sería menor que la eficiencia que muestra el modelo endorreversible tal y como ha sido redactado y tal y como A. de Vos [1] y Strandberg [7] y [8] lo muestran. Pero para el caso en el que el foco fuente es el Sol, casos 3, se piensa que este aspecto de la absorptividad espectral y la consideración del filtrado de potencia de radiación no puede ser soslayado. De ahí, que para este caso 3, se hagan consideraciones especiales que, de no ser tenidas en cuenta, daría como resultado que el modelo endorreversible planteado arrojará resultados no consistentes con la realidad.

5.2.1. Caso 1: Foco térmico - Tierra.

Para este caso se hace una aplicación directa del modelo endorreversible desarrollado. Decir que el tratamiento de emisividades que se plantea para el caso 3, sería aplicable en éste, pero se deja como está, igual que al caso 2, para poder hacer el tratamiento previo en el que comparar de forma directa el comportamiento de la TRC bajo el modelo endorreversible en los tres contextos propuestos. Para el análisis de este caso se ha trabajado con las siguientes energías de gap, E_g : 0,03 eV; 0,05 eV; 0,07 eV; 0,1 eV; 0,2 eV y 0,3 eV.

5.2.3. Caso 2: Tierra - Vacío Espacial.

Lo que acaba ser dicho en el epígrafe anterior del caso 1, es aplicable a este caso. Para el análisis de este caso se ha trabajado con las siguientes energías de gap, E_g : 0,005 eV; 0,01 eV; 0,015 eV y 0,02 eV. Es interesante decir que para la TRC trabajando con este rango de temperaturas no se ha podido conseguir convergencias del programa para valores de energía de gap superiores a 0,02 eV. De ahí que no se muestren resultados para más energía de gap. Este aspecto será tratado en el apartado de resultados. En este punto se tiene la necesidad de hacer un comentario respecto al contexto de este caso.

Se entiende que este caso 2 sería una situación en la que una TRC estuviese en el espacio, enfrentada a la Tierra y opuesta al vacío espacial. Como se verá y se ha dicho que será comentado, el comportamiento de la TRC bajo estas condiciones va a ser muy diferente al de los otros dos contextos. Esto se deberá al bajo valor de la temperatura del foco 2.

Se piensa que sería muy interesante el tratamiento de la TRC en una situación similar, pero sobre la superficie de la Tierra, al nivel del mar, de modo que el foco 2 fuese la atmósfera, pero nocturna, y de cielo despejado, o incluso con cielo nublado. En esa situación nocturna la Tierra desprende 'enormes' (término siempre relativo) cantidades de potencia radiante hacia un cielo nocturno con temperatura de entre 230 K (cielo nocturno despejado) y 285 K (cielo cálido con nubes), según Cengel [12]. Este es un contexto muy sugerente para la aplicación de la TRC. Por ejemplo, para una superficie terrestre a 300 K, con una emisividad de 0,63; con un cielo nocturno, parcialmente despejado, a 250 K (término medio del rango de temperaturas mostrado), la densidad de potencia que emite la superficie terrestre para el intercambio neto de radiación es de

$$j_T = \epsilon \sigma (T_T^4 - T_C^4) = 149,8 \frac{W}{m^2} \quad (43)$$

Una TRC con una eficiencia del 20 % podría obtener, aproximadamente, 30 W/m² eléctricos. Baste esta justificación para que en el presente trabajo se incluya un cuarto caso. Caso 4: Tierra a $T_1 = 300$ K, Cielo Nocturno a $T_2 = 230$ K. Se piensa que será importante comparar los resultados de este caso con los del caso 2.

5.2.3. Caso 3: Sol - Tierra. 3.2.

Este caso va a poseer dos particularidades respecto a los casos 2 y 3. Una, respecto a la dilución de radiación debido a la distancia Sol - Tierra y otra debida a la absorción de potencia de forma selectiva o espectral de la TRC.

La primera particularidad es que la fuente radiante se encuentra, en término medio, a 150 millones de km de la Tierra, de donde se situaría la TRC (otra cosa sería que la TRC viajase en un vehículo espacial a una distancia más cercana a la estrella), por lo que la intensidad de radiación que llega a la superficie terrestre es muy inferior a la intensidad de radiación que sale de la estrella. Para obtener la densidad de potencia radiante que llega a la superficie terrestre se le aplica u 'coeficiente de dilución' obtenido como la razón de los cuadrados de los radios del Sol y de la distancia Sol-Tierra. Éste coeficiente así obtenido proviene de que la totalidad de la potencia radiante en la superficie solar como emisor térmico negro debe ser la misma que la potencia radiante que posee el frente de onda de radiación en la posición de la Tierra respecto del Sol, a 150 millones de quilómetros en término medio (el perihelio Sol-Tierra tiene un tamaño de 151 millones de quilómetros, mientras que el afelio lo tiene de 149 millones de quilómetros, es decir, la Tierra describe alrededor del Sol una órbita elíptica muy poco excéntrica, casi circular).

Potencia solar en la superficie del Sol

$$\dot{Q}_S = A_S \sigma_{SB} T_{eff}^4 = A_S j_S \quad (44)$$

$$j_S = \sigma_{SB} T_{eff}^4 \quad (45)$$

Potencia solar en la superficie de la esfera Sol-Tierra

$$\dot{Q}_S = A_{S-T} j_T \quad (46)$$

Igualando las potencias

$$A_S j_S = A_{S-T} j_T \quad (47)$$

Despejando la densidad de potencia en la superficie terrestre

$$j_T = \frac{A_S}{A_{S-T}} j_S = \frac{\pi R_S^2}{\pi R_{S-T}^2} j_S = \frac{R_S^2}{R_{S-T}^2} j_S \quad (48)$$

Como j_S es el producto de la constante de Stefan-Boltzmann por la cuarta potencia de la temperatura efectiva de la estrella, se tiene que

$$j_T = \frac{R_S^2}{R_{S-T}^2} \sigma_{SB} T_{eff}^4 \quad (49)$$

Al cociente

$$C_{dil} = \frac{R_S^2}{R_{S-T}^2} \quad (50)$$

Se le denomina en este trabajo 'coeficiente de dilución'.

En el caso 1 propuesto, se toma, de forma aproximada, la temperatura efectiva de la estrella como 6000 K (de modo más exacto es, salvo fluctuaciones de un valor máx próximo a 1580 K). Para este valor con un radio solar de $6,957 \cdot 10^8$ m, y una distancia Sol-Tierra promedio de $150 \cdot 10^9$ m, el valor de la densidad de potencia en la superficie terrestre resulta de

$$j_T = 1859,48 \frac{W}{m^2}$$

Con un coeficiente de dilución de

$$C_{dil} = 2,1511 \cdot 10^{-5}$$

Como se ha comentado la densidad de potencia en la superficie terrestre, dista de la real que es de alrededor de 1350 W/m^2 , y que se denomina 'constante solar'.

La segunda particularidad es que la densidad de potencia (W/m^2) que llega a la TRC, y que acabamos de calcular, de forma aproximada; es filtrada en función de la frecuencia, y sólo parte de ella es absorbida. Se habla, entonces, de una 'absortividad espectral'.

Es por esto que hay que tener presente, entonces, las propiedades radiativas de la TRC, la absortividad, la reflectividad y la transmisividad.

En todo caso la transmisividad debe ser nula, pues es preciso que ningún tipo de radiación llegue al núcleo semiconductor de la TRC que provoque recombinaciones radiativas.

Si la transmisividad es nula el foco 3 y el absorbedor de la TRC se dicen 'opacos' a la radiación. Sólo se tendrán en cuenta la reflectividad y la absortividad.

La reflectividad dará el porcentaje, en tanto por uno, de la radiación incidente que la TRC no admite. Esta reflectividad representa una forma de pérdidas de entrada que, en los desarrollos de los convertidores negativos de A. de Vos [1], ni de Strandberg [7] y [8] no ha sido tenida en cuenta de forma explícita. Ésta densidad de potencia no es aprovechada. A efectos prácticos es una pérdida.

Nota: En una situación estacionaria de equilibrio radiativo, la radiación incidente a una superficie que no es negra, pero es opaca, no puede ser absorbida en su totalidad. Absorbe la parte correspondiente a la absortividad de la superficie, y la parte restante, correspondiente a la reflectividad es reflejada. Además, si la superficie adquiere, como se ha dicho, una situación estacionaria con temperatura superficial constante, debido a la potencia térmica por radiación que absorbe, se convierte en un emisor térmico con una densidad de potencia función de la cuarta potencia de su temperatura condicionada por su propia emisividad que, en condiciones estacionarias, se asume igual a su absortividad en base a la ley de radiación de Kirchoff. Al conjunto de la potencia emitida por reflexión y por emisión térmica de esa superficie, se le denomina 'radiosidad'.

Para que la superficie de la TRC se considerase una superficie negra, debería poder absorber toda la radiación de entrada. Si la TRC filtra espectralmente parte de la radiación, su absortividad ya no es 1, como la de una superficie negra; por lo que, como se ha dicho, la radiación discriminada es reflejada hacia el exterior.

Además, si se tiene en cuenta la propia absortividad del material que constituya el foco 3, que es una absortividad en todo el espectro (absortividad 'gris'), la cantidad de potencia de entrada se reduce aún más.

En lo que sigue, para la TRC del caso 1, se trabajará en dos etapas, una con la absorptividad derivada de las propiedades selectivas de la propia TRC y, después, ya en una situación más general, decidiendo materiales para el foco 3 y para el emisor, cuya potencia de intercambio de radiación también estará condicionada por la emisividad del mismo, de modo que se podrá hacer un tratamiento más real de la TRC.

Situación 1: Absorptividad y emisividad espectrales de la TRC.

Tanto A. de Vos [1], como Strandberg [7] y [8,] nos muestran cómo obtener la potencia de modo integral de forma selectiva con la frecuencia asociada a la energía del gap, E_g , del semiconductor de la TRC, de modo que, sólo para energías superiores a este gap y sus correspondientes frecuencias, la energía penetrará en el dispositivo.

La densidad de potencia que llega a la TRC es la calculada (siempre teniendo presente que es el cálculo hecho en este trabajo para una supuesta temperatura efectiva de la estrella de 6000 K)

$$j_T = 1859,48 \frac{W}{m^2}$$

Mientras que la que permite pasar la TRC es la correspondiente al primer término del segundo miembro de la ecuación (25)

$$j_{T,v_g}(T_1) = C_{DIL} \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_1}} - 1} \quad (51)$$

Teniendo presente que en este caso no se tiene presente la emisividad propia del material del foco 3.

La absorptividad espectral, en tanto por uno, de la TRC es el cociente de ambas densidades de potencia

$$\alpha_{v_g} = \frac{j_{T-v_g}}{j_T} \quad (52)$$

En el modelo endorreversible propuesto, en la mencionada ecuación (25), el segundo término del segundo miembro es también una integral espectral, pero aplicada al foco 3, de modo que es la densidad de potencia que éste foco devuelve al exterior.

$$j_{v_g}(T_3) = \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_3}} - 1} \quad (53)$$

La aplicación de esa integral espectral lleva a un conflicto conceptual en el comportamiento de la TRC.

Si se aplica de forma explícita el modelo endorreversible, tal y como se deduce del trabajo de A. de Vos [1], para que se llegue a la situación estacionaria que propone el modelo endorreversible donde siendo la potencia de entrada desde el exterior en el foco 3, la integral espectral $j_{T,v_g}(T_1)$ y las de salida la densidad de potencia \dot{Q}_3 que entra en la TRC y la

densidad de potencia que emite el foco 3 en su forma de integral espectral $j_{\nu_g}(T_3)$, la temperatura resultante del foco 3 es muy elevada.

Esto, en principio, no debía suponer ningún conflicto, pero si se analiza la situación de equilibrio termodinámico de un cuerpo negro con la radiación entrante del Sol dada por la constante solar de $1859,48 \text{ W/m}^2$ para 6000 K de temperatura efectiva de la estrella, el balance de potencia en situación estacionaria para ese equilibrio termodinámico es que toda la densidad de potencia entrante que es absorbida debe ser igual a toda la potencia saliente radiada sin ninguna reflexión,

$$j_{T,\nu_g}(T_1) = \sigma_{SB} T_3^4 \quad (54)$$

así la temperatura resultante de ese cuerpo negro es de

$$T_3 = \left[\frac{j_T(T_1)}{\sigma_{SB}} \right]^{\frac{1}{4}} = 408,61 \text{ K} \quad (55)$$

Temperatura que representa un máximo, pues el cuerpo negro es el único que puede alcanzarla.

Si embargo la aplicación del modelo endorreversible tal y como se ha mostrado proporciona temperaturas superficiales del foco 3 muy superiores a ésta (superiores a 1000 K). Es aquí donde surge el conflicto.

Para solventar éste, sin soslayar el hecho de que la emisión del foco 3 es discriminada, se hace el siguiente análisis.

En los otros casos, 1 y 2, donde se aplica el modelo endorreversible, el conflicto no surge debido a que la temperatura de los focos térmicos es similar y las temperaturas de la TRC estarán entre las mismas. Esto se debe a que el máximo de intensidad de radiación para la emisión de los diferentes focos está en torno a la misma frecuencia por ser temperaturas de emisión similares.

En el caso 3, esto no ocurre, de modo que para que el foco 3 consiga una emisión que le permita la densidad de potencia requerida, su temperatura debe ser muy elevada; pero como hemos visto, para la radiación entrante esta temperatura tiene un límite que no puede ser superado.

El conflicto se resuelve teniendo presente que el foco 3 no es un emisor espectral, sino un emisor en todo el conjunto del espectro, pero con su emisión condicionada o restringida por una emisividad generada o asociada a la absorptividad del propio foco 3, que sí es selectiva.

Nos explicamos. En una situación estacionaria o de equilibrio radiativo el valor de la absorptividad de una superficie debe coincidir con la de su emisividad, según la Ley de Kirchoff. De ahí que si se posee el valor de la absorptividad, aun siendo ésta selectiva, la del foco 3, su emisividad coincidirá con este valor; siendo esta emisividad la que hay que aplicar a la densidad de potencia emisora del foco 3, pero densidad emisora que lo será en todo el espectro.

Según lo que se acaba de decir, el balance de potencia en la situación estacionaria para el foco 3 quedaría como sigue

$$\alpha_{v_g} j_T(T_1) = \dot{Q}_3 + \varepsilon_3 \sigma_{SB} T_3^4 \quad (56)$$

$$j_{T,v_g}(T_1) = \dot{Q}_3 + \varepsilon_3 \sigma_{SB} T_3^4 \quad (57)$$

Nota: Si el balance se plantease con toda la densidad de potencia entrante en el miembro de la izquierda, en el miembro de la derecha habría que contar, además, la densidad de potencia que no es absorbida y que vierte al vacío por reflexión. Es decir, se tendría la ecuación equivalente

$$j_T(T_1) = \underbrace{j_T(T_1)(1 - \alpha_{v_g})}_{\text{Radiosidad}} + \varepsilon_3 \sigma_{SB} T_3^4 + \dot{Q}_3 \quad (58)$$

Donde la emisividad espectral ε_3 coincide en valor con la absorptividad del foco 3

$$\varepsilon_3 = \alpha_{v_g} \quad (59)$$

Este proceder difiere del propuesto por A. de Vos [1] que sugiere, aunque no lo expresa de ese modo, una emisividad espectral para el foco 3, del mismo modo que hace con el Emisor, él y Strandberg [7] y [8]. En el caso del emisor, esta emisividad espectral está justificada por el hecho de que sólo habrá emisión de los fotones generados por las transiciones radiativas a través del gap del semiconductor, mientras que en el foco 3, o en el mismo absorbedor en contacto con él, esto no ocurre así. Tanto el absorbedor como el foco 3 adquieren temperatura debido a la potencia entrante que se considera filtrada debido a las particularidades de la TRC, y que se considera que ya no está en este foco 3, condicionado por el filtro, simplemente adquiere temperatura debido a la adquisición de potencia que absorbe y emite como cuerpo gris en todo el espectro.

Implementada esta modificación en el modelo endorreversible, los resultados son coherentes con el límite de temperatura para el cuerpo negro en equilibrio térmico para la densidad de potencia solar entrante.

Es por este motivo que la ecuación (25) del algoritmo propuesto, para el caso 3 queda como sigue

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}(T_1,0) - \dot{Q}(T_3,0) = C_{DIL} \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_1}} - 1} - \varepsilon_3 \sigma_{SB} T_3^4 \quad (25 \text{ modificada}) \quad (60)$$

Donde la emisividad y la absorptividad vienen calculadas de párrafos anteriores, de tener presente la radiación incidente en todo el espectro y la que entre en función de la frecuencia asociada a la energía del gap.

Situación 2: Absorptividad y emisividad total de la TRC.

Si ahora se tiene presente también la emisividad del material, basta con aplicarlas directamente a la ecuación (25) modificada

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}(T_1,0) - \dot{Q}(T_3,0) = \varepsilon_{m3} \left(C_{DIL} \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_1}} - 1} - \varepsilon_3 \sigma_{SB} T_3^4 \right) \quad (25 \text{ modificada 2}) \quad (61)$$

Donde ' $\mathcal{E}_{Total3} = \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_{m3}$ ' es la 'emisividad total del foco 3', con una parte espectral y otra parte gris.

Este tratamiento de las emisividades y absorptividades de los materiales mostrado de este modo, es bastante simple, pero su génesis es más compleja.

El intercambio de radiación entre el foco 2 y el emisor pone de manifiesto de forma más clara esa complejidad, aunque en la simplificación se llegue a una expresión similar. Sirva el siguiente comentario para justificar ambas.

Se expone este tratamiento de forma resumida.

El emisor de la TRC y la Tierra, en el presente caso, se suponen superficies planas y además son superficies grises. El intercambio neto de radiación entre superficies está condicionado por la geometría enfrentada de las mismas. El coeficiente que determina el intercambio, es un coeficiente geométrico denominado Factor de Visión F_{ij} , siendo 'i' una de las superficie y 'j' la otra superficie. El cálculo de este factor es complejo aunque existen ábacos que permiten su obtención de forma simplificada para geometrías concretas.

De forma general, para dos superficies grises que intercambian radiación, la potencia intercambiada se toma de las referencias Cengel [12], o Chapman [13] o Pomatta [14].

$$\dot{Q}_{ij} = \frac{A_i \sigma (T_i^4 - T_j^4)}{\frac{1}{F_{ij}} + \frac{A_i}{A_j} \left(\frac{1}{\mathcal{E}_j} - 1 \right) + \frac{1}{\mathcal{E}_i} - 1} \quad (62)$$

En nuestro caso asumimos que la superficie i es el emisor, que la j es el foco 2. La superficie de la Tierra es muy superior a la del emisor, por lo que la relación de áreas queda como sigue

$$\frac{A_i}{A_j} = \frac{A_E}{A_2} \approx 0 \quad (63)$$

Esto hace que el término de la emisividad del foco j o 2, sea irrelevante por estar afectado por esa razón de áreas, por lo que la ecuación queda

$$\dot{Q}_{E2} \cong \frac{A_i \sigma (T_i^4 - T_j^4)}{\frac{1}{F_{E2}} + \frac{1}{\mathcal{E}_E} - 1} \quad (64)$$

Además, consultadas las tablas del factor de visión para superficies planas paralelas, con la relación de dimensiones mencionada, hace que el factor de visión sea prácticamente 1

$$F_{E2} \approx 1 \quad (65)$$

Esto lleva a que la ecuación de intercambio de potencia radiante quede como sigue

$$\dot{Q}_{E2} \cong \frac{A_i \sigma (T_i^4 - T_j^4)}{1 + \frac{1}{\mathcal{E}_E} - 1} = \frac{A_i \sigma (T_i^4 - T_j^4)}{\frac{1}{\mathcal{E}_E}} = \mathcal{E}_E A_i \sigma (T_i^4 - T_j^4) \quad (66)$$

Esta es la expresión típica de intercambio de radiación entre dos superficies dónde una de ellas, la grande, es semiesférica sobre la pequeña

Por lo que la densidad de potencia radiante intercambiada queda como

$$j_{E2} = \frac{\dot{Q}_{E2}}{A_E} \cong \epsilon_E \sigma (T_E^4 - T_2^4) \quad (67)$$

Donde si se tiene en cuenta el balance detallado, el factor $\sigma(T_E^4 - T_2^4)$ sería sustituido por la correspondiente diferencia de integrales espectrales. Esta última es una expresión ya similar a la misma que se ha empleado para el foco 3 intercambiando potencia con el foco 1, ecuación (25) modificada, aunque en esa ecuación ya se ha usado la integral espectral.

Para el intercambio de radiación entre emisor y foco 2, la ecuación, con integrales espectrales es la ecuación (37) modificada.

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}(T_a, 0) - \dot{Q}(T_e, \Delta\mu_e) = \epsilon_E \left(\frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv}{kT_a}} - 1} - \frac{2\pi h}{c^2} \int_{v_g}^{\infty} \frac{v^3 dv}{e^{\frac{hv - \Delta\mu_e}{kT_e}} - 1} \right) \quad (37 \text{ modificada}) \quad (68)$$

Para mostrar los resultados de este aspecto, en el apartado de resultados se muestra una gráfica que compara, para este caso 3, la densidad de potencia eléctrica máxima en función de la energía del gap dependiendo de si se tiene presente o no la emisividad del foco 3 y del emisor. Si no se tiene en cuenta la emisividad querrá decir que ésta vale 1, mientras que si se tiene en cuenta se le da un valor menor que 1. En el presente caso se trabaja con la posibilidad de que tanto el foco 3 como el emisor estén constituidas de un material refractario de emisividad 0,75. Ambas iguales.

Recombinaciones no radiativas o RNR.

Además, es interesante mencionar la situación de las posibles recombinaciones no radiativas.

Strandberg [7], menciona que los electrones entrantes de la TRC, que se encuentran en la banda de conducción de la parte N, pueden sufrir una caída de nivel, a la banda de valencia mediante una, vamos a decir, 'dexcitación térmica' o 'recombinación no radiativa o RNR'. Este proceso es no-radiativo y la energía se disipa siendo transferida a la red del cristal que forma la célula. Strandberg [7] menciona que este fenómeno puede ocurrir de diferentes formas, como aparición de electrones de Auger o las más probables debidas a estimulaciones del fenómeno por interacción con fonones. Comenta que cuanto mayor sea la temperatura del medio más probables deberían ser éstas.

Pensamos que entrar en la mecánica por la cual los fonones provocan dexcitaciones electrónicas estimuladas sin emisión de radiación, que hagan descender a estos de banda, se escapa de los objetivos del presente trabajo, pero que, sin duda, sería un comportamiento físico digno de estudiar. Strandberg [7] tampoco profundiza en el fenómeno. Para ponderar sus efectos introduce estos como un factor que multiplica al número de partículas proveniente del foco 2 o sumidero, de modo que se deprime la potencia eléctrica que pueda generar la TRC.

En el presente trabajo se hará algo similar a lo hecho por Strandberg para valorar el efecto de las RNR en, al menos alguno de los casos mostrados. Nos decantamos por el tercer caso, Sol- Tierra.

Strandberg [7] valora que la TRC pueda funcionar al 100 %, al 10 % o al 1 % dependiendo de las RNR. En el presente trabajo se muestra que la TRC pueda estar trabajando al 100 %, al 75 % y al 50 %. Para ello se introduce en el código el factor 'kRNR', que vale 1,33 para la situación del 75 % de funcionamiento y de 2 para la situación del 50 %; factor que como se ha dicho, afecta al número de partículas proveniente del foco 2 hacia el emisor de la TRC.

Para valorar los resultados obtenidos en este aspecto concreto, en las gráficas de resultados correspondientes al caso 3, se aportará una gráfica en la que se comparen las densidades de potencia eléctrica máxima que puede ofrecer la TRC en cada régimen de funcionamiento condicionado por estas RNR.

Condiciones de cálculo:

Decir que, para este caso 3, las energías de gap para las que se han hecho los cálculos han sido, E_g : 0,03 eV; 0,05 eV; 0,07 eV; 0,1 eV; 0,2 eV y 0,3 eV.

Éstas coinciden con las del caso 1. esto tiene una poderosa razón de ser. La máxima temperatura que va a poder alcanzar la superficie del foco 3, sería aquella en la que, enfrentada al Sol fuese una superficie negra, lo que haría que alcanzase una temperatura de, alrededor de, 408 K. Temperatura de valor similar a la del foco térmico del caso 1 de 421 K, lo cual permite compara capacidades entre las mismas.

Por último decir que en los tres casos se ha seguido el método de cálculo de Strandberg [7] y [8] que consiste en que, para cada caso simulado, condicionado por la energía del gap E_g , la diferencia entre contactos eléctricos selectivos, se ha considerado igual a la energía del gap en cada caso, es decir $E_C = E_g$.

6. RESULTADOS: Análisis del modelo.

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

6.1 Introducción.

6.2. Comentarios sobre la entrega de datos y comportamiento general del modelo endorreversible de la TRC para las propiedades analizadas.

6.3. Resultados del Caso 1: Fuente térmica, $T_1 = 421$ K; Tierra, $T_2 = 300$ K.

6.4. Resultados del Caso 2: Tierra, $T_1 = 300$ K; Vacío espacial-Fondo Microondas, $T_2 = 2,47$ K.

6.5. Resultados del Caso 3: Sol, $T_1 = 6000$ K; Tierra, $T_2 = 300$ K.

6.6. Resultados del Caso 4: Tierra, $T_1 = 300$ K; Cielo Nocturno, $T_2 = 230$ K.

6.7. Planteamiento tecnológico.

6.1.Introducción

En el presente capítulo se comentan los resultados de aplicación del modelo endorreversible para las células termorradiativas.

Antes de los resultados concretos, en esta introducción, se hace una mención a cómo se piensa que debería ser la configuración de una TRC de forma descriptiva.

Después, de forma general, se entregan curvas de diferentes propiedades en función de la diferencia de potencial externa. Estas propiedades, para cada caso se ofrecen siempre para diferentes valores de gap, E_g [eV].

También, se ofrece, para cada caso, una curva, de cómo evoluciona el máximo de la densidad de potencia para cada energía de gap E_g . Este tipo de curva servirá para valorar otros efectos que se comentarán en la entrega concreta de resultados, como la influencia de las emisividades grises de los materiales y las recombinaciones no radiativas.

Se ofrecen resultados para los tres casos propuestos y el caso extra, Caso 4, que se ha considerado introducir.

Para los dos primeros casos se muestran los resultados que arroja el 'Modelo endorreversible para la TRC' sin matices, tal y como ha sido desarrollado en el capítulo de exposición del modelo.

Para el caso 3 se hace análisis de tres aspectos diferentes, ya comentados en el capítulo de implementación del modelo: primero, que el que pretende el modelo endorreversible mediante la aplicación del balance detallado y la puesta en práctica de intercambios de potencia de forma selectiva. Segundo, teniendo presente el comportamiento como superficies grises de las superficies radiantes de foco 3 y emisor y, tercero, que puedan existir recombinaciones no radiativas. El caso 4, se analiza de forma convencional, con el 'Modelo endorreversible para la TRC' obtenido. Por último en este capítulo de resultados se muestra una posible configuración estructural para una TRC.

6.1.1. Propuesta de configuración de la TRC

Dada la no existencia de información precisa en la literatura científica respecto a cómo se configuran realmente estos dispositivos de reciente desarrollo y, en base al estudio hecho

así como a las particularidades de las variables puestas en juego, se configura, a nuestro juicio, una estructura preliminar para las TRC.

Este apartado pretende, simplemente, hacer una reflexión sobre la configuración posible y materiales a emplear para la constitución de las TRC, dada la falta de información sobre estos dispositivos en la literatura.

Esta nacerá de las particularidades termodinámicas y físicas de las partes de la TRC que entran en juego en estos modelos previos, pero, además, se tendrán presentes consideraciones tecnológicas de otros tipos relativas al funcionamiento macroscópico, como puedan ser los diferentes tipos de materiales y sus propiedades relativas al transporte de calor, su conductividad térmica, su capacidad calorífica, así como a su capacidad de soportar elevadas temperaturas.

Como ya se ha dicho las características particulares de estos dispositivos determinan su configuración. En base a estas características se configura una estructura para las mismas. Hay que tener presente que, para después crear el dispositivo con un funcionamiento correcto habría que establecer parámetros constructivos y de diseño.

El proceso de configuración será en parte intuitivo, de tal modo que en función de las particularidades, se establecerán relaciones cualitativas entre componentes.

El primer paso es enumerar los componentes mínimos con los que debería estar dotada la TRC. En la siguiente figura, Figura 6, se establecen estos:

1. Semiconductor tipo P.
2. Semiconductor tipo N.
3. Absorbedor en contacto con el semiconductor tipo P y con el contacto eléctrico selectivo de baja energía (C.E.S.B.E.).
4. Emisor.
5. Contacto eléctrico selectivo de baja energía (C.E.S.B.E.) en contacto con el semiconductor de tipo P.
6. Contacto eléctrico selectivo de alta energía (C.E.S.A.E.) en contacto con el semiconductor tipo N.
7. Borne del contacto selectivo de baja energía.
8. Borne del contacto selectivo de alta energía.
9. Foco térmico 3 (receptor de potencia radiante del exterior).
10. Aislante eléctrico entre la parte del absorbedor en contacto el semiconductor P y del contacto eléctrico de baja energía; y la parte del absorbedor en contacto con el contacto eléctrico de alta energía de la parte N.
11. Contacto eléctrico entre el borne y su correspondiente contacto eléctrico selectivo.
- 12 y 13. Aislantes térmicos con superficie reflectora.
14. parte del absorbedor en contacto con el contacto eléctrico selectivo de alta energía de la parte N.

En esta situación se describen las particularidades de la TRC que condicionan el diseño y en base a ellas se van tomando decisiones de configuración de la misma.

Las particularidades de la TRC tienen que ver con cómo deben entrar en contacto físico sus diferentes componentes. El emisor debe estar en contacto térmico con la parte N (semiconductor N), pero no con la parte P. Debe haber un contacto eléctrico selectivo de alta energía (C.E.S.A.E.) en contacto íntimo (con fuerte imbricación y gran superficie de contacto) con la parte N, mientras que el otro contacto eléctrico, el de baja energía (C.E.S.B.E.) debe estar en contacto íntimo (con fuerte imbricación y gran superficie de contacto) con la parte P de la unión semiconductor. Además el absorbedor estará en contacto con la parte P para suministrar la potencia eléctrica por conducción a la unión PN.

Hasta aquí se puede hablar de una estructura convencional, de modo que los elementos se colocasen simplemente seguidos unos de otros. Los problemas surgen cuando se precisa que el absorbedor transmita potencia térmica por conducción a ambos contactos eléctricos selectivos, por lo que colocarlos unos después de otro ya no es viable y la configuración deja de ser obvia..

Suministrar potencia térmica al contacto eléctrico selectivo de baja energía en contacto con la parte P, para mantener este contacto eléctrico de baja energía (C.E.S.B.E.) a la temperatura requerida que es la temperatura del absorbedor o muy próxima a ella; no tiene problema pues ésta ya está en contacto térmico con el absorbedor la parte P. En esta situación, en la figura siguiente, para mejorar la transmisión de potencia térmica a este contacto eléctrico se toma la decisión de que la dimensión del absorbedor sea mayor que la superficie de contacto con la parte P, de ancho w_P , para que entre también entre en contacto directo con el contacto eléctrico selectivo de baja energía (C.E.S.B.E.) a través de la dimensión w_{CP} .

Para mantener el contacto eléctrico de alta energía (C.E.S.A.E.) a la temperatura requerida que es la temperatura del absorbedor o muy próxima a ella, que está en contacto con la parte N, se precisa que también esté en contacto con el absorbedor, de modo que una parte de éste de dimensión w_{CN} estará en contacto con el mismo, pero se debe evitar cualquier posible contacto eléctrico entre ambos contactos eléctricos por lo que el absorbedor deberá estar dividido en dos partes separadas por un aislamiento eléctrico, numerado con '10' en la figura. Como ya se dijo, una parte del absorbedor será para la parte P y el contacto eléctrico de baja energía y otra parte del absorbedor para el contacto eléctrico de alta energía. Además el aislante eléctrico '10', deberá aislar también el contacto eléctrico de alta energía del posible contacto con la parte P, cuando este contacto viaja hacia la parte N. Esta descripción puede ser observada en la parte derecha de la figura, donde el contacto eléctrico de la parte N está aislado eléctricamente de la parte P por el aislante eléctrico '10'.

Lo que se acaba de mencionar estructura y configura la TRC tal y como se muestra en la figura que sigue, Figura 6.

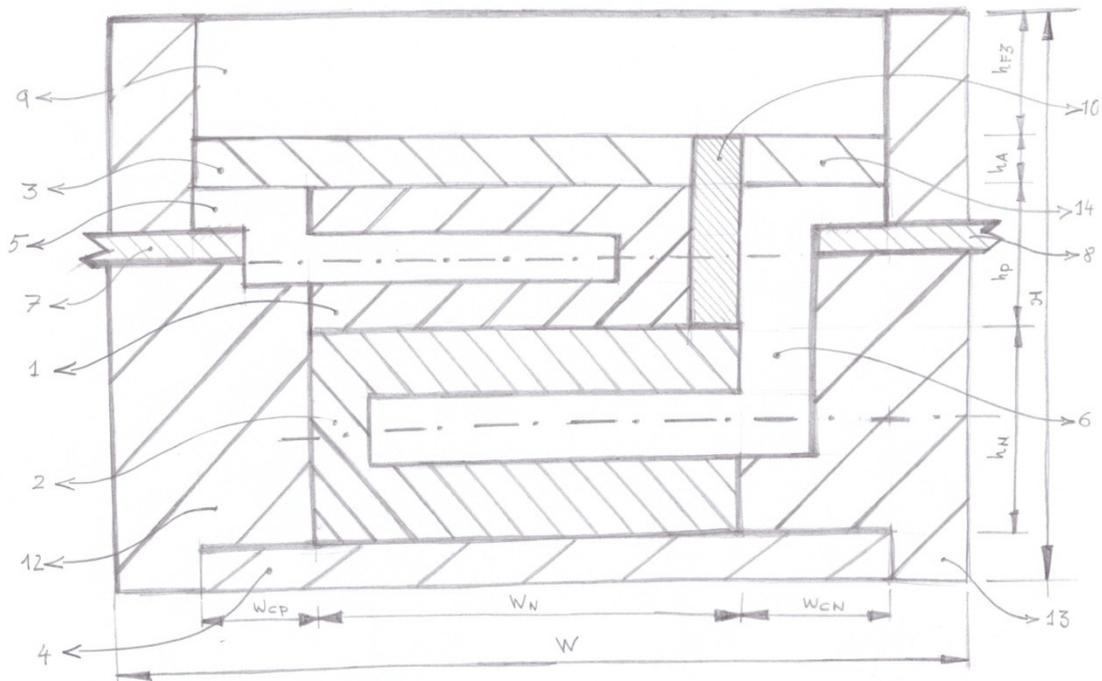


Figura 6. Propuesta de configuración estructural de una TRC:

1. Semiconductor tipo P. 2. Semiconductor tipo N. 3. Absorbedor en contacto con el semiconductor tipo P y con el contacto eléctrico selectivo de baja energía. 4. Emisor. 5. Contacto eléctrico selectivo de baja energía en contacto con el semiconductor de tipo P. 6. Contacto eléctrico selectivo de alta energía en contacto con el semiconductor tipo N. 7. Borne del contacto selectivo de baja energía. 8. Borne del contacto selectivo de alta energía. 9. Foco térmico 3 (receptor de potencia radiante del exterior). 10. Aislante eléctrico entre la parte del absorbedor en contacto el semiconductor P y del contacto eléctrico de baja energía; y la parte del absorbedor en contacto con el contacto eléctrico de alta energía de la parte N. 12 y 13. Aislantes térmicos con superficie reflectora. 14. parte del absorbedor en contacto con el contacto eléctrico selectivo de alta energía de la parte N.

Nota: La escala esta deformada. Las dimensiones horizontales son muy superiores a las verticales. Se puede decir que la $W > 10 H$.

Nota: Sentido del flujo de calor de arriba hacia abajo.

Planteada esta configuración o estructura cualitativa donde se han enumerado los elementos fundamentales que se considera que debe poseer la TRC, así como sus vínculos eléctricos y térmicos; ahora, habría que plantearse dos cosas, las relaciones dimensionales y los materiales. Ambas cosas estarán interrelacionadas por lo que el resultado final dependerá de las decisiones que se tomen sobre éstas. Sea como fuere, y como paso previo a una posible construcción de una TRC, se esbozan una serie de características que sería preciso tener presente para cualquier paso posterior que se decidiese tomar para su construcción.

Seguidamente se exponen lo que se consideran características fundamentales de cada elemento de la TRC, tanto geométricas como de materiales, que afectarán tanto a los procesos físicos de transmisión de calor como de carga eléctrica.

Antes de nada decir que la configuración mostrada, que es una configuración compacta que integra dentro de la misma al foco 3, no debe llevar a confusión. Esta es una estructura que pretende responder a la tipología de casos propuestos donde la potencia de entrada va a provenir de una fuente radiante. En este caso se debe impedir bajo cualquier circunstancia que potencia radiante llegue al núcleo de la TRC, de ahí la importancia de que el foco 3 transforme toda la potencia radiante de entrada en calor y la transmita al absorbedor por mecanismo de conducción térmica. Se podría pensar que en estas circunstancias absorbedor y foco 3 podrían ser el mismo elemento. Pero hay que tener presente que el absorbedor está dividido en dos partes y que debe estar en contacto íntimo con los contactos eléctricos selectivos al tiempo que no debe haber transmisión eléctrica entre los mismos y no debe llegar a ellos radiación. Es aquí donde el foco 3 juega su papel, transmitiendo potencia térmica a las diferentes partes del absorbedor de modo que no exista comunicación eléctrica entre las mismas.

Hecho el anterior comentario se piensa que las características fundamentales de cada elemento deberían ser:

Foco 3: Deberá ser un elemento de alta emisividad térmica, lo más proxima al valor 1. Debería poseer una conductividad térmica alta y una alta capacidad calorífica.

Para una buena emisividad podrá poseer una superficie de negro de humo o ser una capa de grafito compacto, o ser de una capa de acero Inconel X (aleación de acero para álabes de turbina), que posee una muy buena emisividad y una alta resistencia a la temperatura, aunque de ser así, esto podría tener inconvenientes respecto al hecho de convertirse en un puente eléctrico entre las partes del absorbedor. Es por este motivo que el foco 3 no debe ser conductor. Los mejores elementos serían el amianto o los materiales refractarios (cerámicos). El amianto puede proporcionar emisividades muy buenas, pero su conductividad térmica es muy baja, por lo que no deberíamos emplearlo. La conductividad térmica del material refractario no es la mejor, pero su emisividad relativamente alta (alrededor de 0,75) junto con una elevada capacidad calorífica específica hace que si, aun siendo el espesor bajo, su capacidad calorífica total [J/K] sigue siendo buena, por lo que la transmitancia térmica será buena. Hay que decir que la capacidad calorífica se considera muy importante en el foco 3 para absorber las oscilaciones de potencia entrante, dando inercia térmica al sistema.

Nota: Decir que los materiales mencionados, aunque se ha hecho de forma cualitativa, han sido valorados a partir de los datos proporcionados por Chapman [13], donde se referencian las bases de datos de obtención de los mismos.

Absorbedor: Se piensa que el absorbedor deberá ser metálico, donde puedan ser soldados los contacto eléctricos selectivos y, además, deberá ser un material que permita una muy buena imbricación térmica. Para ello, tal vez, la unión entre foco 3 y absorbedor deba ser una unión rugosa o quebrada a fin de mejorar la superficie de contacto.

Como ya se ha dicho, el absorbedor deberá estar construido en dos partes, una para la parte P del núcleo y para su contacto eléctrico selectivo de baja energía; mientras que la otra parte será para el contacto eléctrico de alta energía que deberá llegar a la parte N del núcleo (núcleo formado por la unión semiconductora PN).

Contactos eléctricos selectivos: Éstos deberán estar hechos, características aparte para ser contactos eléctricos de energía selectiva, de materiales de muy buena conductividad térmica. El modelo intrínseco para la TRC que muestra Strandberg [7] y [8] se basa en que la temperatura de estos contactos eléctricos va a ser alta, se puede decir que la misma que la del absorbedor con el que está en contacto. Lograr esto va a ser difícil, no en la propia unión absorbedor - contacto eléctrico sino al final de éste, cuando ya se halle inserto dentro de su parte semiconductor correspondiente. A medida que el calor fluya por el contacto eléctrico su

temperatura disminuirá, de hecho será inferior a la del absorbedor cuando se encuentre en contacto con su parte semiconductor. Este hecho, a todas luces afectará al comportamiento real que hay podido ser simulado planteado que la temperatura de los contactos eléctricos selectivos era la misma que la del absorbedor. Bien, de lo que se trataría sería de minimizar este descenso de temperatura y facilitar la transmisión térmica lo más posible al semiconductor correspondiente. Esto requerirá, como ya se ha dicho, de la muy buena conductividad térmica y, al tiempo de una cuidada geometría. Se piensa que la inserción de los contactos eléctricos en los semiconductores podría hacerse como una lámina plana o con una forma de peine a modo de pines. Además, el aislamiento térmico de los contactos eléctricos selectivos con el exterior de la TRC deberá ser muy eficaz.

Núcleo semiconductor: este posee dos partes, la parte P y la parte N, unión semiconductor. Se piensa que el mayor handicap de esta unión es que siendo semiconductor pueda soportar altas temperaturas. En los casos desarrollados son temperaturas superiores a la 400 K (126,85 °C). Uno de los materiales semiconductores que mejor soporta altas temperaturas es el carburo de silicio que para los casos en los que, por ejemplo, la potencia térmica se extraiga de una fuente de alta temperatura como humos de combustión, de un horno etc, debería ser de este tipo. El problema de este semiconductor es su elevado band-gap. Por lo que para funcionar como unión PN deberá poseer un muy buen dopado, lo que requiere de una alta tecnología para lograrlo. Esto claramente eleva los costes de producción.

Emisor: Éste debe permitir una buena evacuación de calor de la parte semiconductor N, para lograr enfriar los electrones, al tiempo de que su superficie debe ser muy buena emisora térmica, por lo que su emisividad deberá ser lo más alta posible. Como este elemento no posee unión alguna con ninguno de los contactos eléctricos selectivos, se piensa que, a priori pueda ser de constitución metálica. Nos decantamos por una capa de acero Inconel X oxidada a alta temperatura, la cual, según Chapman [13], posee muy buena emisividad. Sólo comentar el detalle de que este material posee la particularidad de que su emisividad varía con la temperatura, pero siempre manteniendo valores altos de la misma.

Aislante térmico: El aislante térmico encapsula al conjunto de la TRC. La misión de este elemento es fundamental, pues ésta posee dos partes fundamentales. Una, evitar cualquier fuga térmica hacia el exterior y que toda la potencia que adquiera el foco 3 llegue al núcleo y a los contactos eléctricos selectivos. Dos impedir la entrada de radiación. Para ello toda la superficie exterior del aislante deberá estar recubierta de una superficie reflectora. Contamos dentro de este aislante térmico el material de sellado del mismo hacia los componentes del interior. hay que tener presente que la TRC debe ser impermeable. La entrada de humedad, sea en estado líquido o en estado vapor, con posteriores condensaciones interiores por enfriamiento de la TRC, debe ser evitada bajo cualquier circunstancia. Para ello se recomienda un sellado con resina epoxídica polimerizada en autoclave.

Para acabar este apartado, se hace un comentario respecto a relaciones geométricas.

Relaciones geométricas: la figura 6 representa una TRC en escala alterada. Debería poseer una dimensión W mucho mayor que H ($W > 10 H$). Además el núcleo será de una dimensión W_N menor que la total W, de modo que el resto de la dimensión W abarcará la dimensión de los contactos eléctricos W_{CN} y W_{CP} así como el espesor de aislante térmico.

6.2. Comentarios sobre la entrega de datos y comportamiento general del modelo endorreversible de la TRC para las propiedades analizadas.

Para todos los casos desarrollados se aportan gráficas de densidad de potencia eléctrica W [W/m^2], de densidad de corriente J [A/cm^2], de eficiencia de la TRC y de flujo de entropía por

unidad de tiempo S [W/m^2K]; todas estas propiedades son mostradas en función de la diferencia de potencial entre bornes de la TRC para diferentes energía de gap E_g . Además, para cada caso se muestran curvas de densidad de potencia eléctrica máxima $W_{m\acute{a}x}$ [W/m^2], en función de la energía del gap E_g y, para el caso 3, Sol-Tierra, se muestran curvas de densidad de potencia máxima en función de la energía del gap E_g para realizar contraste de dos aspectos concretos, el efecto de la emisividad del foco 3 y del emisor como superficies grises, y la influencia de las recombinaciones no radiativas.

Comentar que, en pro de mejorar la representación o la interpretación de las gráficas, algunas de ellas se representan en forma semilogarítmica.

Para todos los casos se puede comentar un comportamiento general de las TRC, aunque, después, habrá matices en el comportamiento de cada propiedad, que se harán de forma diferenciada para cada caso.

Las curvas características de cada caso son aportadas, en conjunto, en el apartado 9.1. Apéndice I.

Antes de exponer las características comunes, se hace preciso comentar ciertas diferencias que hay que tener presentes entre el modelo intrínseco de Strandberg [7] y [8] y el 'Modelo endorreversible para la TRC'.

Strandberg [7] y [8] no trabaja con un foco fuente. Enfoca la potencia de la TRC en función de la potencia térmica que ésta emite hacia el foco sumidero y supone que hay una fuente que suministra potencia a la TRC para mantenerla en funcionamiento además de mantener la temperatura de los contactos eléctricos constante.

Sin embargo, el 'Modelo endorreversible para la TRC', que pretende dar verosimilitud al funcionamiento de la TRC en contextos concretos, y reales, tiene presente la fuente de la que se obtiene la potencia y el mecanismo por el que llega a la misma, mediante un foco intermediario, foco 3, que recibe calor por radiación del foco fuente o foco 1, y lo transmite a la TRC por conducción térmica.

Además, el modelo de Strandberg [7] y [8] fue implementado, durante el desarrollo del presente trabajo, para comprender mejor su comportamiento. Este modelo representa un sistema de ecuaciones de resolución directa, hay tantas incógnitas como ecuaciones, por lo que no se hace preciso iterar y se puede generar cualquier tipo de resultado para cualquier par (V ; E_g). En el 'Modelo endorreversible para la TRC', se hace preciso, como ya se vio en el algoritmo de implementación del mismo, que hay que realizar dos tipos de iteración, dos bucles, uno dentro del otro. Hay que decir que esto entraña dos cuestiones.

La primera es que habrá situaciones en las que no se alcance convergencia debido a que va a ser imposible que la TRC funcione. Esto es importante, pues de este modo el modelo va a predecir comportamientos imposibles, es decir ciertos valores o rangos de Energía de gap E_g para los que la TRC no va a poder trabajar, como se verá en algún caso. El modelo de Strandberg [7] y [8], no preveía esta circunstancia.

La segunda, que el programa no siempre converge bien. Hay situaciones, sobre todo determinadas por el potencial entre bornes que, cuando nos encontramos en los límites de la diferencia de potencial, sobre todo hacia el potencial de circuito abierto o V_{OC} , el programa no converge bien. A potenciales próximos a cero y en el rango intermedio de potenciales no da problemas.

A partir de aquí, el **comportamiento general** se puede resumir, para todos los casos en que, cuanto menor es la energía del gap, mayor es la potencia que genera la TRC, mayor la

densidad de corriente en valor absoluto (pues en realidad es más negativa) y el máximo de eficiencia y mínimo de entropía se alcanza a diferencias de potencial entre bornes de menor mayor absoluto. Además, cuanto menor es la energía del gap, mayor (menos negativa) es la diferencia de potencial de circuito abierto y por tanto, menor el intervalo de diferencia de potencial entre bornes en el que la TRC trabaja.

Como matiz general decir que en todos los casos, salvo en el caso 2 (Tierra - Vacío Espacial) la densidad de potencia eléctrica posee una curva con un máximo que ocurre a una diferencia de potencial entre bornes diferente para cada E_g , y que cuanto menor es éste, menor es la diferencia de potencial a la que ocurre ese máximo. Para el caso 2 ese máximo se da a potencial cero, o al potencial más próxima a cero que haya sido calculado.

La relación entre la densidad de potencia eléctrica máxima y el E_g se representa para todos los casos, de modo que en todos ellos, a medida que E_g disminuye se obtiene el mencionado aumento de densidad de potencia, en este caso el máximo. Para todos los casos, excepto para el caso 3, existe un E_g donde se alcanza un máximo para los máximos de densidad de potencia.

Para cada caso se analizan diferentes rangos de E_g , aunque en los casos 1 y 3 se analizan los mismos rangos dado que trabajan con temperatura máximas y mínima similares en la célula. Valores de E_g razonables de alcanzar para materiales semiconductores están entre 0,1 eV y 0,4 eV. Cuanto mayor es éste valor, menos potencia genera la TRC, pues se precisa más energía para superar esta barrera de energía entre banda de valencia y banda de conducción. Dependiendo del contexto de la TRC puede ser que ciertos rangos de E_g no sean posibles. Podría parecer que la influencia de las temperaturas sobre este hecho, sobre el rango de E_g a analizar o el rango en el que la TRC pueda trabajar, dependiese de la diferencia de temperaturas entre focos, pero parece ser que esta cuestión no circula por aquí. El parámetro limitante para el empleo de E_g elevados va a ser la temperatura absoluta del foco frío, T_2 . Esta conclusión se extrae de los resultados del caso 2, Tierra - Vacío Espacial, donde la temperatura del foco 2 es de 2,47 K y, ha sido imposible, que el modelo alcanzase convergencia para cualquier E_g superior a 0,02 eV. Sea como fuere, en los casos que ha sido posible se han ensayado E_g razonables entre 0,1 eV y 0,3 eV, y se han añadido E_g inferiores a 0,1 eV, hasta 0,005 eV en el caso 2 y en el caso 4, para poder poseer, al menos, un análisis de 4 E_g diferentes. Hay que tener presente, además, que bajos E_g pueden dar problemas de recombinaciones no radiativas, sobre todo si las temperaturas de la TRC son altas, como informa Strandberg [8]; pero no sólo esto. Hay que tener presente que para TRC en la superficie terrestre, con temperaturas alrededor de los 300 K, la temperatura de excitación térmica es de 0,025 eV; por lo que bandgap's por debajo de este valor de eV son impracticables. Esto haría que los casos 2 y 4 no fuesen viables.

Las diferencias de potencial evolucionan entre 0 V y el V_{OC} para cada E_g . Todos los casos evolucionan de tal modo que la temperatura del contacto eléctrico selectivo T_C se eleve al tiempo que lo hace la temperatura del foco 3, que tiende a la temperatura del foco 1.

Como se sabe, se considera que la temperatura del contacto eléctrico selectivo se considera igual que la del absorbedor (con toda seguridad, en la realidad, esto no será cierto, que sean similares dependerá de la dimensión de la superficie de contacto entre absorbedor y contactos eléctricos. Ver figura 6, dimensiones W_{CN} y W_{CP}), y ésta se diferencia de la del foco 3 en función de la transmitancia térmica del contacto térmico entre ambos (A y 3). De hecho, uno de los planteamientos posibles es que, si la superficie de intercambio entre el absorbedor A y el foco 3 es lo suficientemente grande, la transmitancia térmica total del mismo también lo será y por tanto T_3 , T_A y T_C tenderán a coincidir. Este es un punto importante a tener en cuenta, pues la temperatura del contacto eléctrico condiciona el funcionamiento intrínseco de la TRC.

En resumen, se puede decir que, a medida que en cada caso y para cada E_g , la diferencia de potencial se aproxima a su correspondiente V_{OC} , la temperatura de los contactos eléctricos selectivos, la temperatura del absorbedor y la temperatura del foco 3 se aproximan, tienden monótonamente a la temperatura del foco 1. En este aspecto, de la temperatura límite, sólo hay una diferencia entre los cuatro casos, el Caso 3 entre Sol y Tierra, donde la temperatura límite no es la del foco 1 (Sol) a 6000 K, sino la temperatura máxima que puede alcanzar una superficie negra radiada con la constante solar de un objeto a 150 millones de kilómetros del Sol.

Por último, comentar que, en el caso 3, como ya se hizo en el apartado de la implementación, se trata el concepto de Eficiencia Real de la TRC. Pues como se explica en ese apartado, de la totalidad de la densidad de potencia radiada por el Sol que llega a la TRC sólo una pequeña parte es aprovechada. resultando esta Eficiencia Real de menor entidad que la supuesta eficiencia determinada por el modelo intrínseco de Strandberg [7] y [8] y por el 'Modelo endorreversible de la TRC' de este trabajo. Como se verá, esta eficiencia adquiere curvas de forma similar a la de la densidad de potencia eléctrica del mencionado caso, lo cual es lógico, dado que se considera la potencia de entrada constante, y no una función de las condiciones de funcionamiento de la TRC.

Hechos estos comentarios generales, se matiza cada caso.

6.3. Resultados del Caso 1: Fuente térmica, $T_1 = 421$ K; Tierra, $T_2 = 300$ K.

En este caso se ensayan los E_g : 0,03 eV; 0,05 eV; 0,07 eV; 0,1 eV; 0,2 eV y 0,3 eV.

Los potenciales de circuito abierto correspondientes con los E_g expuestos son $V_{OC} = -0,021$ V; -0,02 V; -0,028 V; -0,04 V; -0,08 V y -0,12 V. Estos potenciales determinan la situación en que, para cada E_g la densidad de potencia eléctrica es nula. La figuras correspondientes a este caso son las figuras: 7, 8, 9, 10 y 11.

Las figuras 7 y 8 se corresponden con la densidad de potencia, a 7 en función de la diferencia de potencial entre bornes y la 8 muestra la densidad de potencia máxima en función de la E_g . Ambas muestran un comportamiento esperado, con máximos de densidad de potencia a una menor diferencia de potencial y una menor entrega de potencia cuanto mayor es E_g , además de que ese máximo ocurra una menor diferencia de potencial.

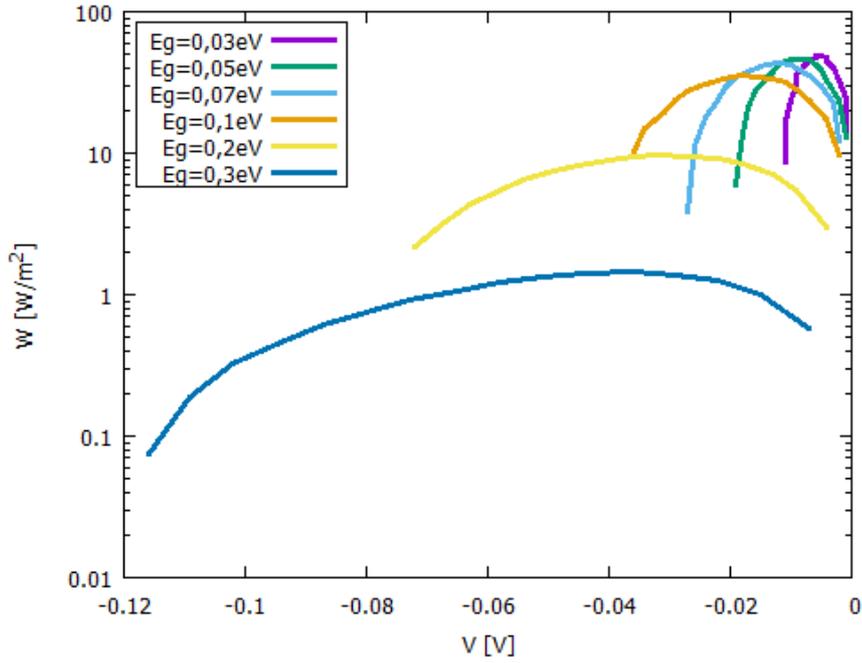


Figura 7. Caso 1. Densidad de potencia eléctrica W [W/m²].

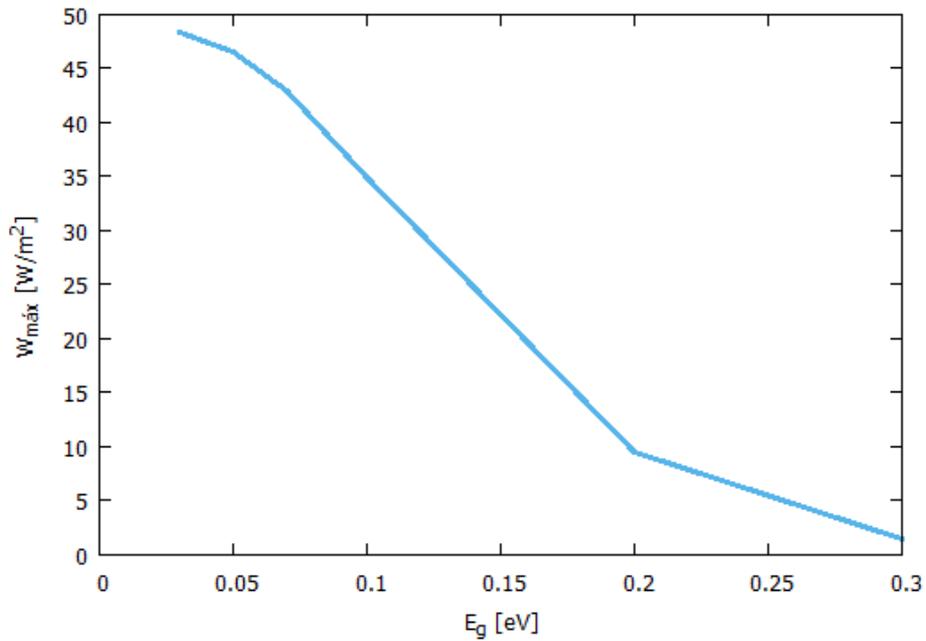


Figura 8. Caso 1. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{máx}$ [W/m²] en función de E_g [eV].

Para $E_g = 0,03$ eV se han alcanzado 48 W/m^2 ; mientras que para un E_g razonable de $0,1$ eV se han alcanzado 35 W/m^2 . Esto muestra que, teniendo un E_g razonable la densidad de potencia que se puede obtener no dista mucho de la que se obtendría con un E_g que resultaría mucho más caro de obtener.

La figura 9 se corresponde con la densidad de corriente J .

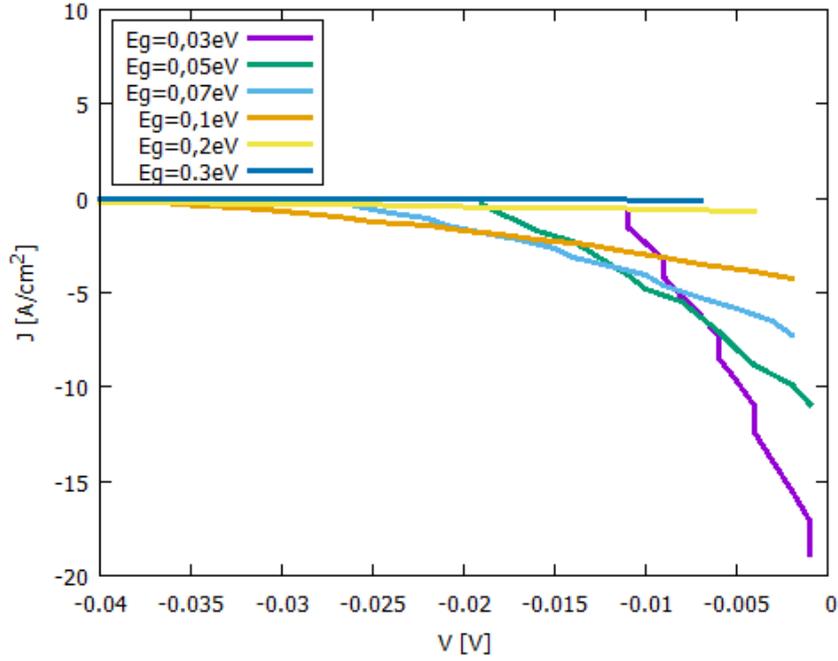


Figura 9. Caso 1. Densidad de corriente J [A/cm^2].

Ésta posee el comportamiento esperado, de modo que las densidades de corriente tienden a cero cuando la diferencia de potencial se aproxima a la de circuito abierto, mientras que a diferencias de potencial mayores (menos negativas) para un E_g bajo de 0,03 eV se alcanzan densidades de corriente de $-18 A/cm^2$ y de E_g razonable de 0,1 eV se alcanzan densidades de corriente de $-4 A/cm^2$.

La figura 10 muestra la evolución de la eficiencia de la TRC. Ésta para todos los E_g tiende a un valor similar alrededor del 20 %, pero que se alcanza antes cuanto menor es E_g .

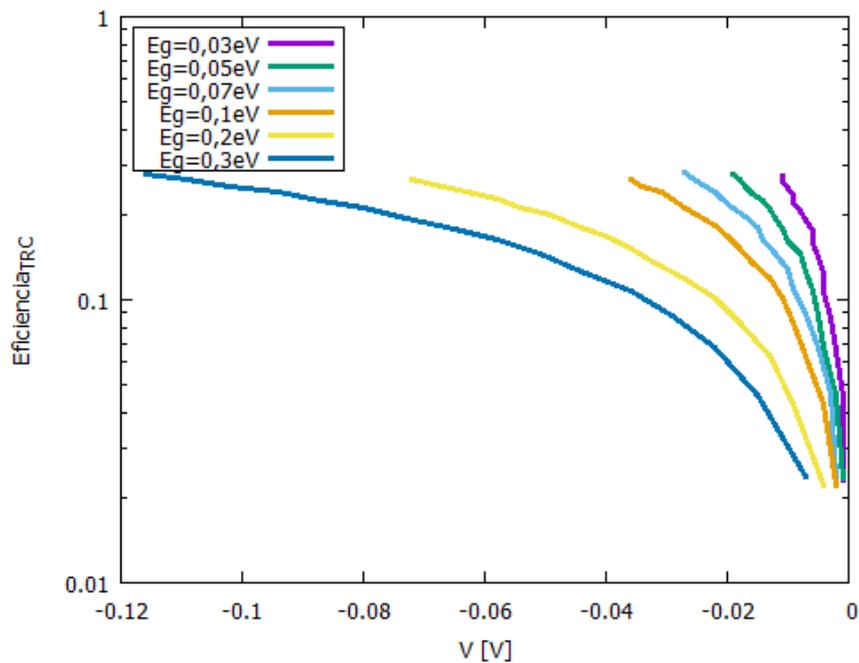


Figura 10. Caso 1. Eficiencia de la TRC.

La figura 11, muestra el flujo de entropía por unidad de tiempo S .

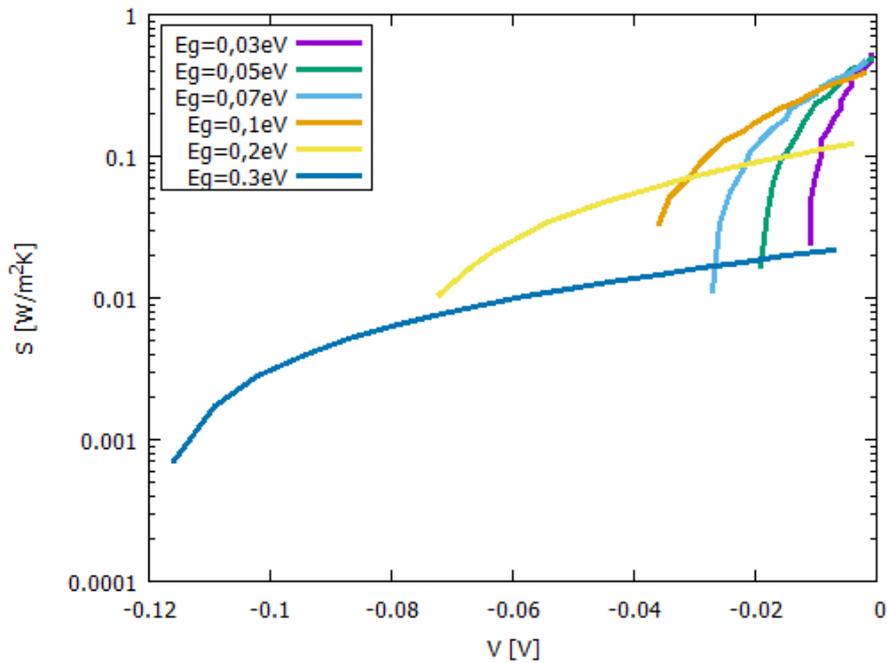


Figura 11. Caso 1. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m^2K].

Se observa de forma clara como, cuanto menor es la diferencia de potencial, menor es la entropía que tiende a cero cuando la eficiencia es máxima para cada E_g .

6.4. Resultados del Caso 2: Tierra, $T_1 = 300$ K; Vacío espacial-Fondo Microondas, $T_2 = 2,47$ K.

En este caso se ensayan los E_g : 0,005 eV; 0,01 eV; 0,015 eV; 0,02 eV.

Los potenciales de circuito abierto correspondientes con los E_g expuestos son $V_{OC} = -0,6$ V; $-1,2$ V; $-1,806$ V; $-2,41$ V. Estos potenciales determinan la situación en que, para cada E_g la densidad de potencia eléctrica es nula.

Las figuras correspondientes a este caso son las figuras: 12, 13, 14, 15 y 16.

Las figuras 12 y 13 se corresponden con la densidad de potencia. La figura 12, que se muestra en escala semilogarítmica, y proporciona la densidad de potencia eléctrica en función de la diferencia de potencial entre bornes.

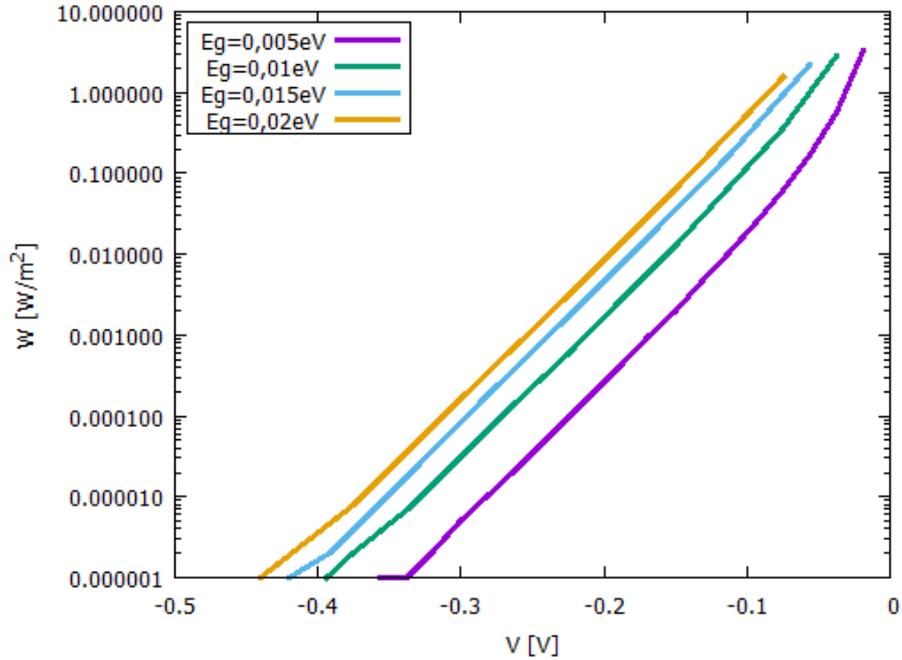


Figura 12. Caso 2. Densidad de potencia eléctrica W [W/m^2].

La figura 13 muestra la densidad de potencia máxima en función de E_g . Ambas no muestran un comportamiento esperado, con máximos de densidad de potencia a una menor diferencia de potencial y una menor entrega de potencia cuanto mayor es E_g . El máximo de potencia para cada E_g se va a encontrar a potencial cero. No poseen una curva con un extremo (máximo) a una diferencia de potencial intermedia dentro del rango de trabajo de diferencias de potencial correspondiente a cada E_g .

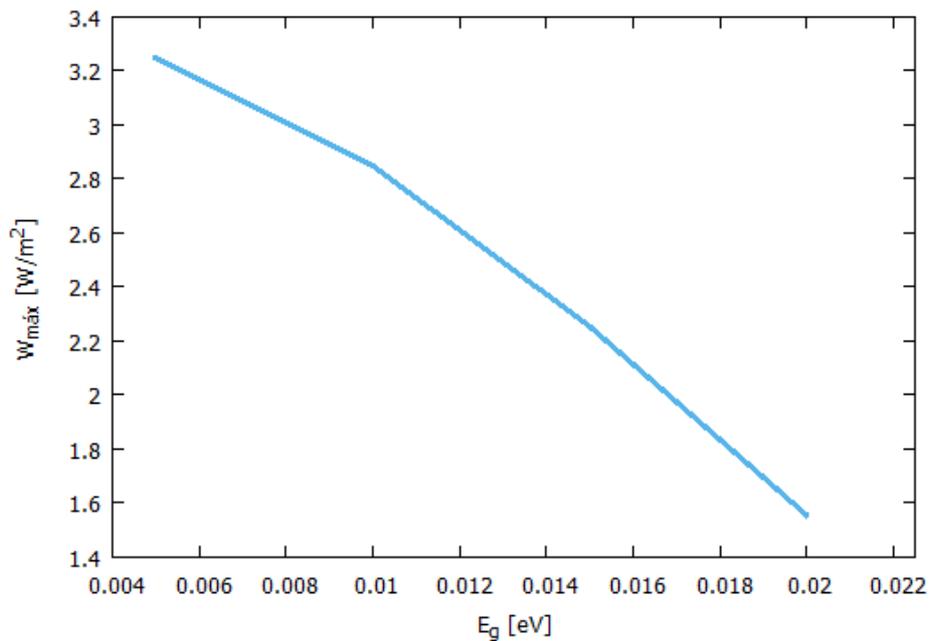


Figura 13. Caso 2. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{m\acute{a}x}$ [W/m^2] en función de E_g [eV].

Para $E_g = 0,05$ eV se han alcanzado $3,25$ W/m^2 ; para una diferencia de potencial muy próxima a '0 V', mientras que para el máximo E_g que ha admitido la convergencia del modelo

de 0,02 eV se han alcanzado $1,55 \text{ W/m}^2$. En este caso se pone de manifiesto lo ya dicho en el apartado de comentarios generales, que si la temperatura del foco frío es muy baja se condiciona la capacidad de la TRC y la potencia que permite generar es baja. Lo cual va en contra de lo que, a priori se podría pensar de que, cuanto mayor sea la diferencia de temperatura entre los focos externos, focos 1 y 2, mayor sería la potencia que la TRC podría generar. Éste, hay que decir, se considera un resultado importante.

En este aspecto, habría que entrar en las circunstancias concretas que llevan a esta situación dentro del modelo. No se ha hecho. Analizado Strandberg [8], muestra gráficas que ofrecen densidades de potencia en función de diferentes combinaciones de temperatura de contactos eléctricos T_C y de entorno, su T_a , lo que equivale a la T_2 de este trabajo para recolectores de energía emisiva ideales o EEH. En ningún caso se manifiesta que a muy bajas temperaturas no se entregue resultados o haya dificultades para ello.

La figura 14 se corresponde con la densidad de corriente J . Ésta posee el comportamiento esperado, al igual que en el caso 1, de modo que las densidades de corriente tienden a cero cuando la diferencia de potencia se aproxima a la de circuito abierto. Cuando la diferencia de potencial es mayor (menos negativas) para el E_g más bajo de 0,005 eV se alcanzan densidades de corriente de $-0,17 \text{ A/cm}^2$.

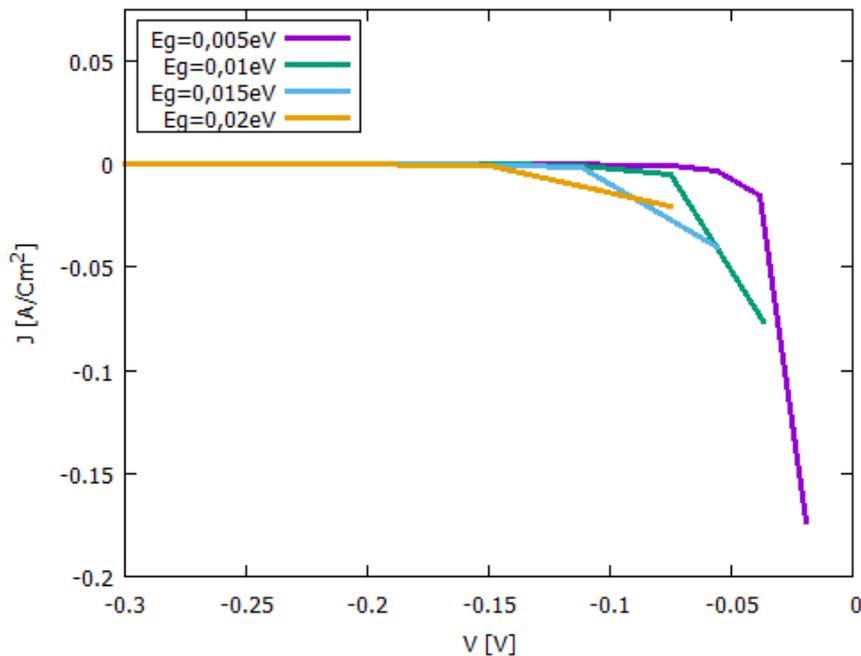


Figura 14. Caso 2. Densidad de corriente J [A/cm^2].

La figura 15 muestra la evolución de la eficiencia de la TRC. Ésta para todos los E_g tiende a un valor similar alrededor del 98 %, pero que se alcanza antes cuanto menor es E_g .

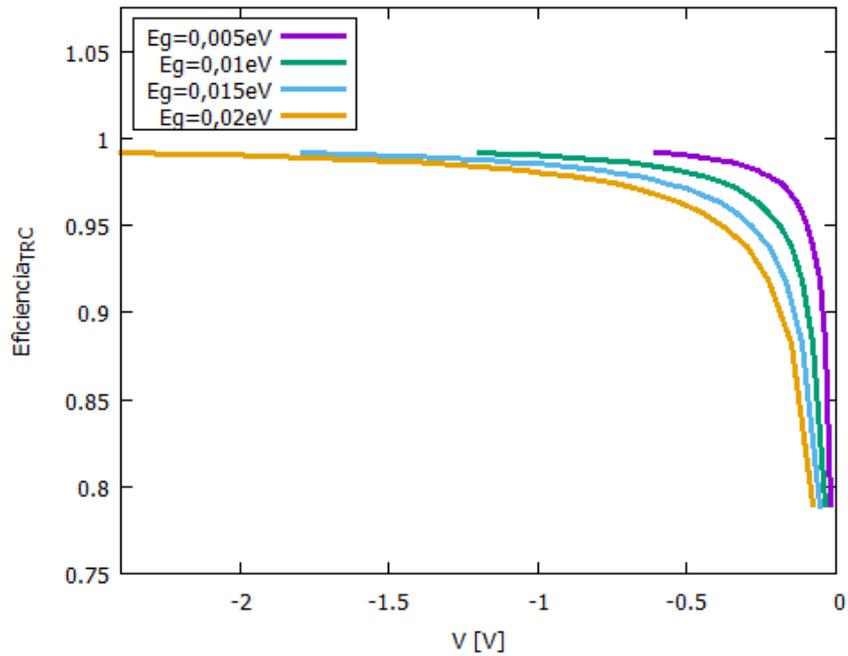


Figura 15. Caso 2. Eficiencia de la TRC.

La figura 16, muestra el flujo de entropía por unidad de tiempo S . Se observa de forma clara como, cuanto menor es la diferencia de potencial, menor es la entropía que tiende a cero cuando la eficiencia es máxima para cada E_g .

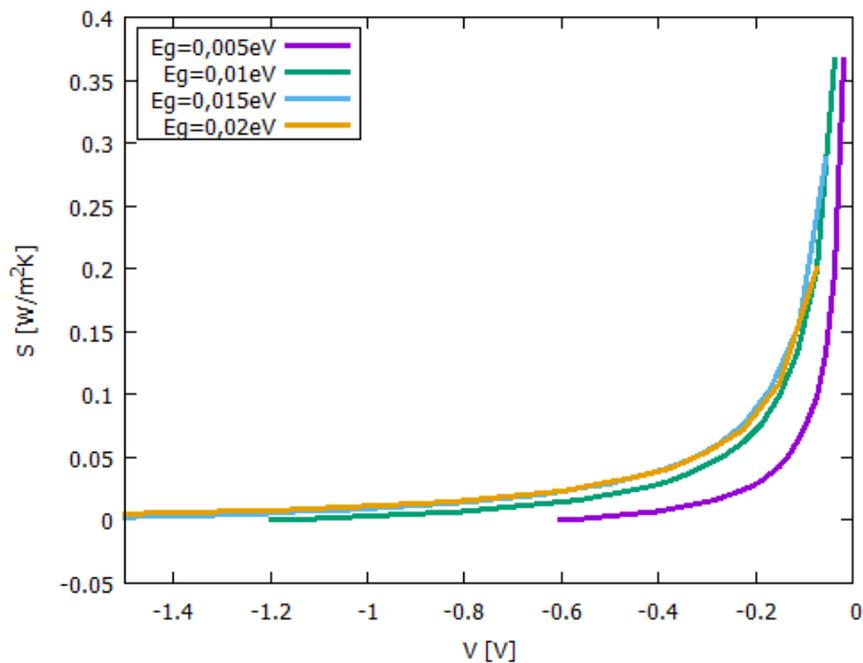


Figura 16. Caso 2. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m²K].

Se puede concluir que este caso es particular entre los cuatro casos analizados, como se podrá ver al explorar los restantes, además del caso 1. Sus particularidades pasan por que, dada su baja temperatura de foco frío, las barreras de energía de gap, E_g , que admite para que el modelo alcance convergencia, son muy bajas y paradójicamente a lo esperado para unas E_g bajas, las densidades de potencia y de corriente que se esperarían altas, resultan de muy bajo

valor. Al tiempo, manifiesta la más alta de las eficiencias para todos los E_g empleados, alrededor del 98 %.

6.5. Resultados del Caso 3: Sol, $T_1 = 6000$ K; Tierra, $T_2 = 300$ K.

En este caso se ensayan los E_g : 0,03 eV; 0,05 eV; 0,07 eV; 0,1 eV; 0,2 eV y 0,3 eV.

Los potenciales de circuito abierto correspondientes con los E_g expuestos son $V_{OC} = -0,0108$ V; $-0,018$ V; $-0,0252$ V; $-0,036$ V; $-0,072$ V y $-0,108$ V. Estos potenciales determinan la situación en que, para cada E_g la densidad de potencia eléctrica es nula.

La figuras correspondientes a este caso son las figuras: 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24 y 25.

Las figuras 17 y 18 se corresponden con la densidad de potencia, la 17 en función de la diferencia de potencial entre bornes y la 18 muestra la densidad de potencia máxima en función de la E_g . Ambas muestran un comportamiento esperado, con máximos de densidad de potencia a una menor diferencia de potencial y una menor entrega de potencia cuanto mayor es E_g , pero en este caso, que es el único, el máximo de los $W_{máx}$ no ocurre al menor E_g de 0,03 eV, sino que ocurre a 0,05 eV, a un gap mayor.

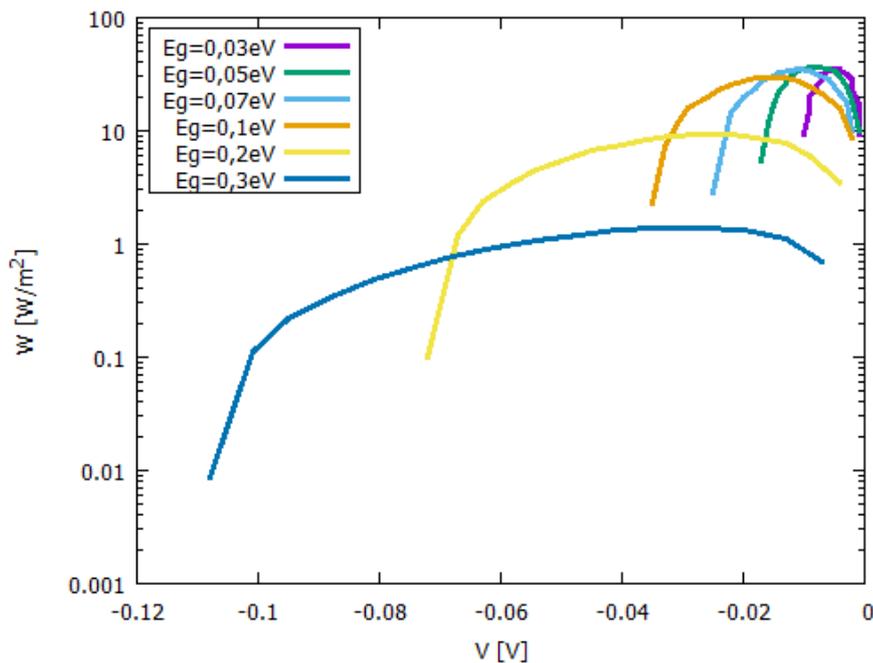


Figura 17. Caso 3. Densidad de potencia eléctrica $W [W/m^2]$.

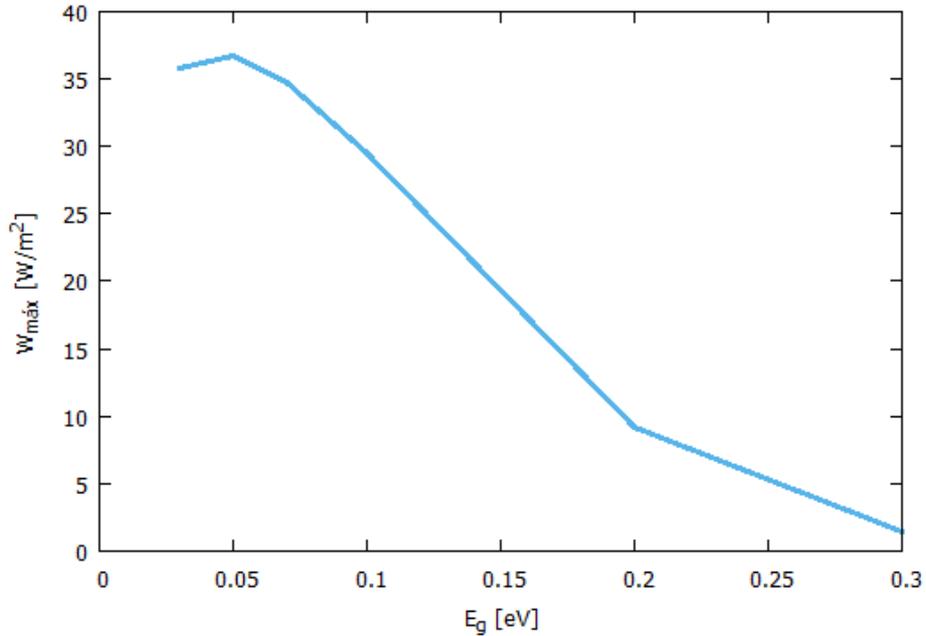


Figura 18. Caso 3. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{m\acute{a}x}$ [W/m^2] en función de E_g [eV].

Para $E_g = 0,05$ eV se han alcanzado $37 W/m^2$; mientras que para un E_g razonable de $0,1$ eV se han alcanzado $30 W/m^2$, resultados comparables a los del caso 1. Esto muestra que, al igual que ocurrió en el caso 1, teniendo un E_g razonable la densidad de potencia que se puede obtener no dista mucho de la que se obtendría con un E_g que resultaría mucho más caro de obtener.

La figura 19 se corresponde con la evolución de la temperatura del foco 3, T_3 con la diferencia de potencial entre bornes para los diferentes E_g . Se pone de manifiesto, de forma clara la evolución de temperatura de este foco hacia la máxima temperatura posible con el descenso de la diferencia de potencial. Siendo esa máxima temperatura posible la temperatura que alcanzaría una superficie negra en equilibrio termodinámico con la constante solar a 150 millones de kilómetros del Sol, que es de $408,6$ K, para cálculos realizados para una temperatura superficial efectiva de la estrella de 6000 K.

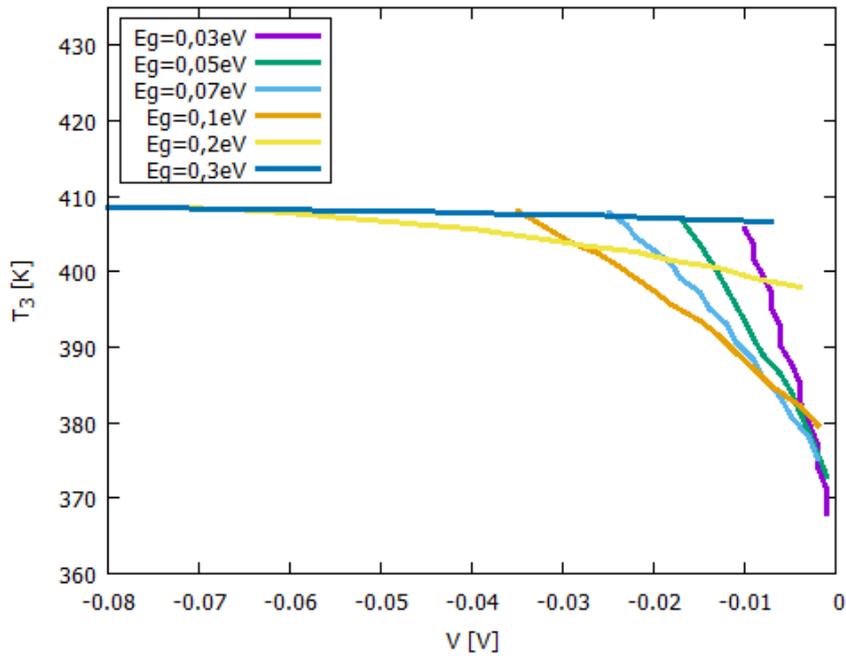


Figura 19. Caso 3. Evolución de la temperatura de foco T_3 [K] a la temperatura máxima de 408,6 K de la superficie negra radiada con la constante solar calculada cuanto más negativa es la diferencia de potencial entre bornes.

La figura 20 se corresponde con la densidad de corriente J . Ésta posee el comportamiento esperado, de modo que las densidades de corriente tienden a cero cuando la diferencia de potencia se aproxima a la de circuito abierto, mientras que a diferencias de potencial mayores (menos negativas) para un E_g bajo de 0,03 se alcanzan densidades de corriente de -14 A/cm^2 y de E_g razonable de 0,1 eV se alcanzan densidades de corriente de -4 A/cm^2 .

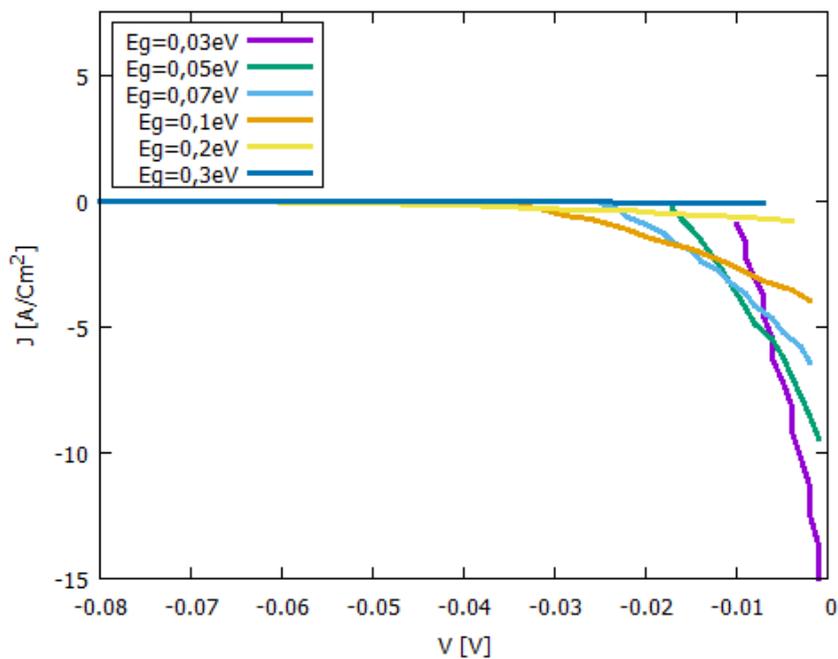


Figura 20. Caso 3. Densidad de corriente J [A/cm^2].

La figura 21 muestra la evolución de la eficiencia de la TRC. Ésta para todos los E_g tiende a un valor similar alrededor del 20 %, pero que se alcanza antes cuanto menor es E_g .

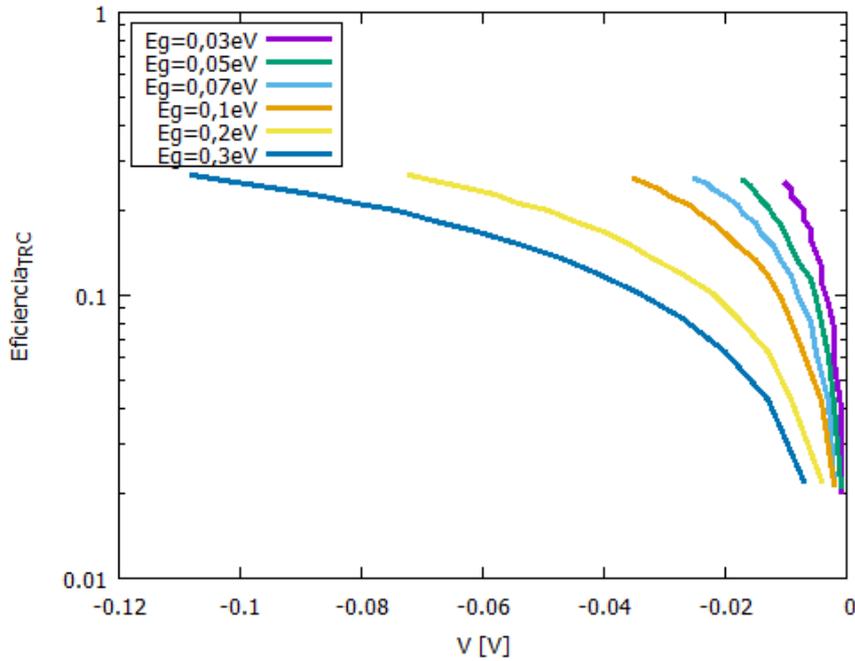


Figura 21. Caso 3. Eficiencia de la TRC.

La figura 22 muestra la Eficiencia Real de la TRC. En este caso, durante la implementación del mismo, se hizo referencia a que la eficiencia de la TRC habría que valorarla respecto la densidad de potencia radiante que incide sobre la superficie del foco 3, no respecto la potencia que el foco 3 llega a transmitir al absorbedor según el modelo endorreversible basado en A. de Vos [1], o en el modelo intrínseco de Strandberg [7] y [8]. De este modo, esta eficiencia real, surgida del cociente de la potencia radiante incidente fija, respecto la densidad de potencia generada para cada diferencia de potencial entre bornes, genera unas curvas de eficiencia de la misma evolución que la de la densidad de potencia, como puede observarse en la figura 22. El valor máximo de eficiencia que se logra es de alrededor del 2 %, y se alcanza para el E_g de 0,05 eV, no para el de 0,03 eV, igual que ocurría con el máximo de los máximos de potencia.

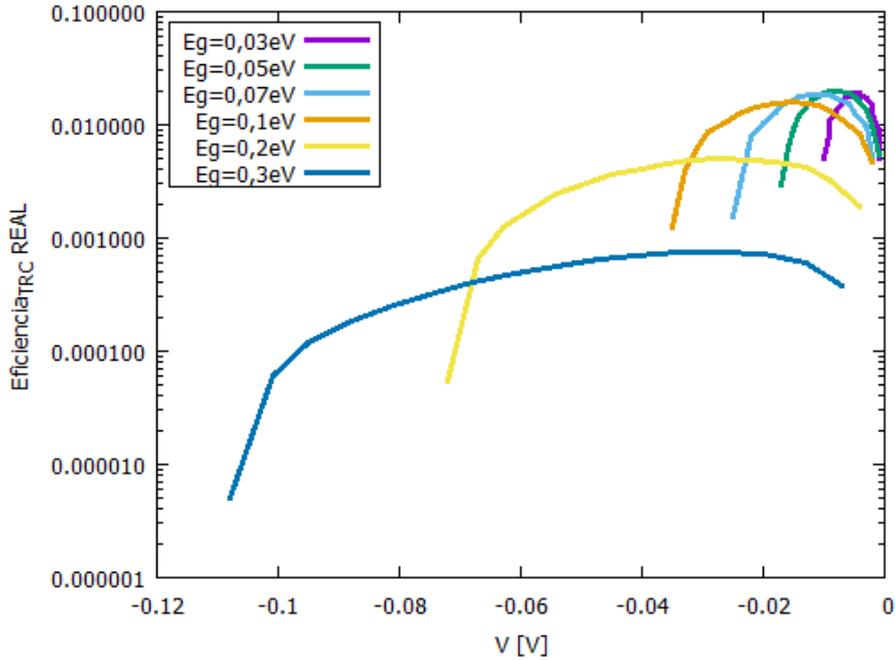


Figura 22. Caso 3. Eficiencia Real de la TRC, teniendo presente la totalidad de la densidad de potencia radiante proveniente del Sol.

La figura 23, muestra el flujo de entropía por unidad de tiempo S . Se observa de forma clara como, cuanto menor es la diferencia de potencial, menor es la entropía, pero en este caso, a diferencia de en todos los otros es, no tiende a cero cuando la eficiencia de la TRC, según el modelo endorreversible de la misma, es máxima para cada E_g sino que permanece con un alto valor de entropía generada.

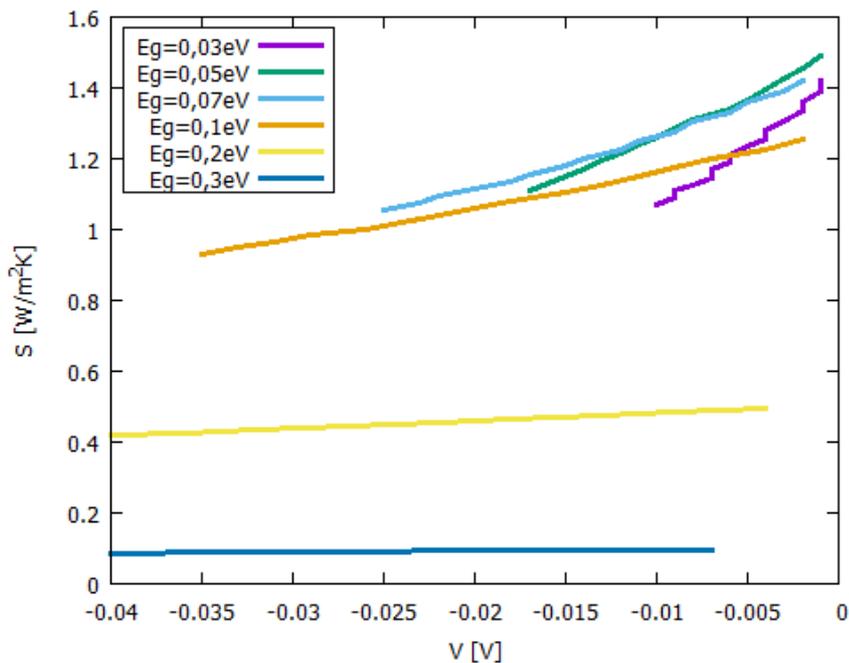


Figura 23. Caso 3. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m²K].

Además en este caso se han obtenido otros resultados a mayores de los obtenidos en los casos 1, 2 y 4. Se muestran en las figuras 24 y 25.

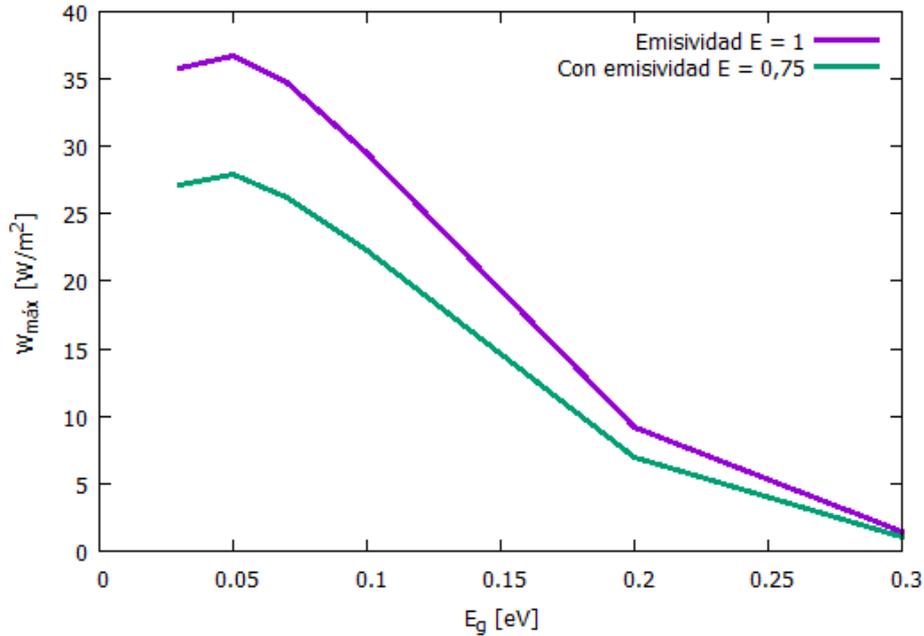


Figura 24. Caso 3. Contraste de densidad de potencia eléctrica máxima $W_{m\acute{a}x}$ [W/m²] en función de E_g [eV], sin y con emisividad gris del material del foco 3 y del emisor. El cálculo se hizo para el mismo valor de emisividad de foco 3 y de Emisor de la TRC.

La figura 24 muestra el contraste de las densidades máximas de potencia en función del E_g para la TRC para valorar la influencia de las emisividades en foco 3 y emisor. En este caso se ha dado al material del foco 3 y de emisor una emisividad 1 o una emisividad de 0,75. Para simplificación de las cosas se ha dado a ambos elementos de la TRC la misma emisividad en cada caso, lo cual es perfectamente posible en la realidad. Las conclusiones, a priori no difieren de si fuesen diferentes, aunque tal vez esta sea una conclusión precipitada y es posible que una emisividad en uno pueda tener más influencia en las propiedades de la TRC que la misma emisividad en el otro. En realidad, para estar seguros habría que hacer ese contraste. Esta figura 24 muestra como las potencias máximas para cada E_g disminuyen si tanto el foco 3 como el emisor poseen una emisividad del material como superficie gris (no espectral) diferente de 1, la que poseería una superficie negra.

La figura 25 muestra el contraste de densidades máximas de potencia en función del E_g para la TRC para valorar los efectos de las recombinaciones no radiativas o RNR. Como se ha comentado se ha aplicado el método expuesto por Strandberg [8] de modo que se aplica un factor al flujo de partículas proveniente del foco 2 o sumidero o entorno, a fin de que se obtenga un régimen de entrega de potencia parcial respecto al régimen del 100 % si la RNR actúan. En la figura 25 se muestran regímenes de funcionamiento del 100 %, del 75 % y del 50 %. Los resultados muestran que la densidad de potencia disminuye y que el máximo de ésta se alcanza a E_g menores a medida que el régimen de funcionamiento disminuye. Este comportamiento es muy similar al efecto que provoca la emisividad de foco 3 y de emisor, con la salvedad de que el máximo de potencia se mantiene para el mismo E_g en este caso.

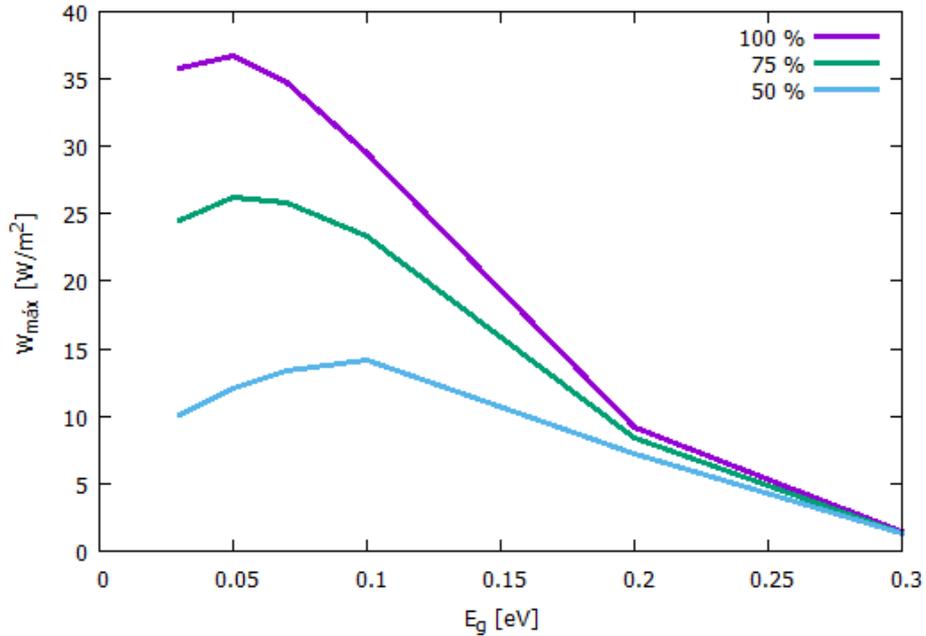


Figura 25. Caso 3. Contraste de densidad de potencia eléctrica máxima $W_{máx}$ [W/m²] para diferentes recombinaciones no radiativas (RNR), si no hay RNR se obtiene el 100 % de densidad de potencia, si RNR se obtiene el 75 % o el 25 % de la densidad de potencia total.

Nota: El cálculo de la supuesta RNR se hizo según Strandberg [7], multiplicando la integral que genera el valor medio de partículas o la densidad media de potencia, absorbidas del foco 2, por un factor (en el código del presente trabajo denominado 'kNRN'). Para el aprovechamiento de la TRC del 75 % (pérdida NRN del 25 %) $kNRN = 1,33$. Para el aprovechamiento de la TRC del 50 % (pérdida NRN del 50 %) $kNRN = 2$.

Este caso, como el caso 2, marca particularidades respecto a los comportamiento esperados.

No se alcanza el máximo de los máximos de densidad de potencia al menor E_g posible. No se puede superar la temperatura de superficie negra para una que estuviese radiada con la constante solar. Hay que tener presente una eficiencia real de la TRC dada la densidad de potencia de radiación incidente y que ésta es un 10 % de la que se obtiene con el modelo endorreversible de la TRC o con el modelo intrínseco de Strandberg [8], y que esta eficiencia se comporta del mismo modo que la densidad de potencia con un máximo para una diferencia de potencial intermedia dentro del rango de trabajo de cada E_g . Y que cuando se tienen las máximas eficiencias posibles con el modelo endorreversible para las mas bajas diferencias de potencial entre bornes, la entropía generada no es nula, sino que posee un valor muy relevante en cada caso.

6.6. Resultados del Caso 4: Tierra, $T_1 = 300$ K; Cielo Nocturno, $T_2 = 230$ K.

En este caso se ensayan los E_g : 0,05 eV; 0,075 eV; 0,1 eV; 0,2 eV.

Los potenciales de circuito abierto correspondientes con los E_g expuestos son $V_{OC} = -0,015$ V; $-0,023$ V; $-0,03$ V; $-0,06$ V. Estos potenciales determinan la situación en que, para cada E_g la densidad de potencia eléctrica es nula.

La figuras correspondientes a este caso son las figuras: 26, 27, 28, 29 y 30.

Las figuras 26 y 27 se corresponden con la densidad de potencia, la 26 en función de la diferencia de potencial entre bornes y la 27 muestra la densidad de potencia máxima en función de la E_g . Ambas muestran un comportamiento esperado, con máximos de densidad de potencia a una menor diferencia de potencial y una menor entrega de potencia cuanto mayor es E_g , además de que ese máximo ocurra una menor diferencia de potencial.

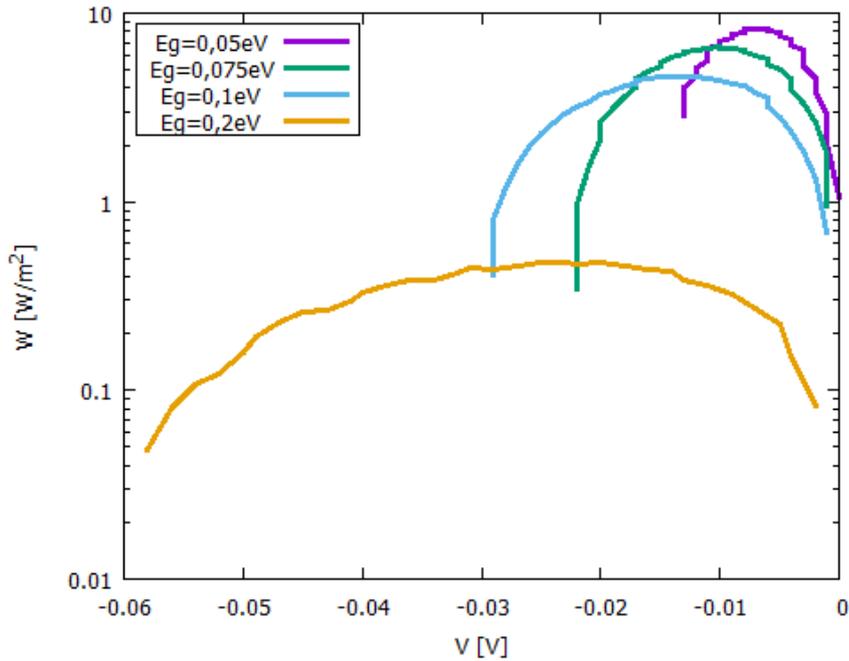


Figura 26. Caso 4. Densidad de potencia eléctrica W [W/m^2].

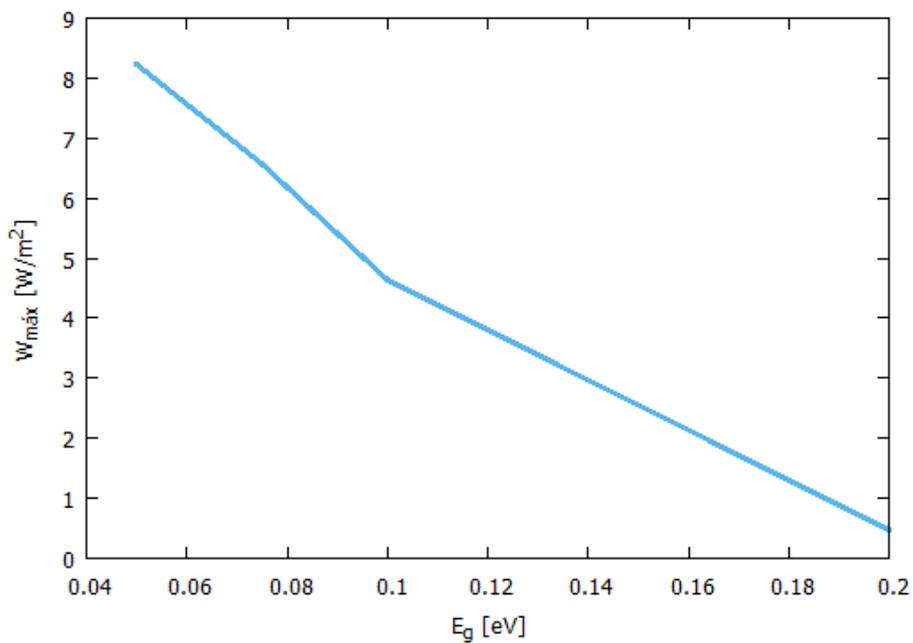


Figura 27. Caso 4. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{máx}$ [W/m^2] en función de E_g [eV].

Para $E_g = 0,05$ eV se han alcanzado $8,2$ W/m^2 ; mientras que para un E_g razonable de $0,1$ eV se han alcanzado $4,6$ W/m^2 .

La figura 28 se corresponde con la densidad de corriente J . Ésta posee el comportamiento esperado, de modo que las densidades de corriente tienden a cero cuando la diferencia de potencia se aproxima a la de circuito abierto, mientras que a diferencias de potencial mayores (menos negativas) para un E_g bajo de 0,05 se alcanzan densidades de corriente de $-2,5 \text{ A/cm}^2$ y de E_g razonable de 0,1 eV se alcanzan densidades de corriente de $-0,75 \text{ A/cm}^2$.

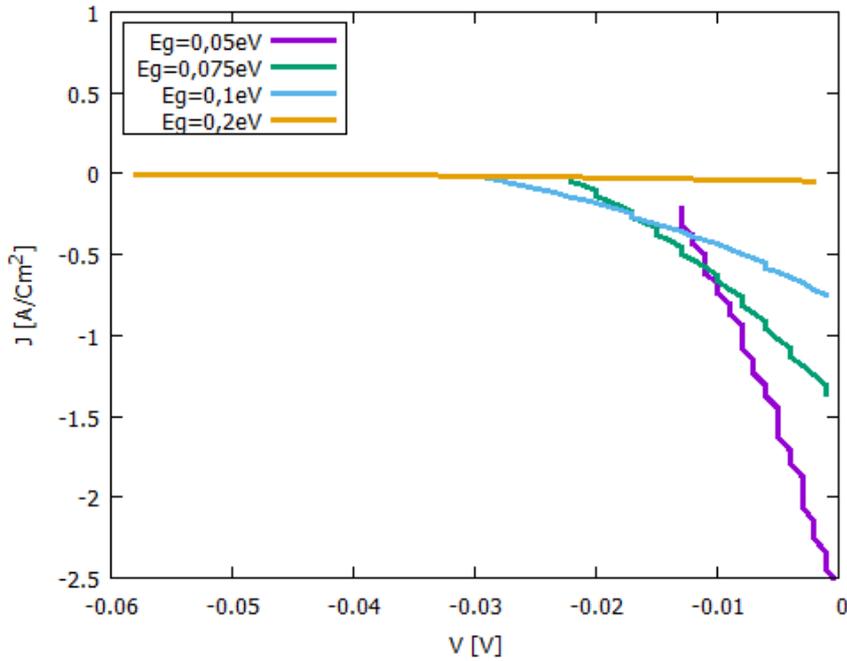


Figura 28. Caso 4. Densidad de corriente J [A/cm^2].

La figura 29 muestra la evolución de la eficiencia de la TRC. Ésta para todos los E_g tiende a un valor similar alrededor del 20 %, pero que se alcanza antes cuanto menor es E_g .

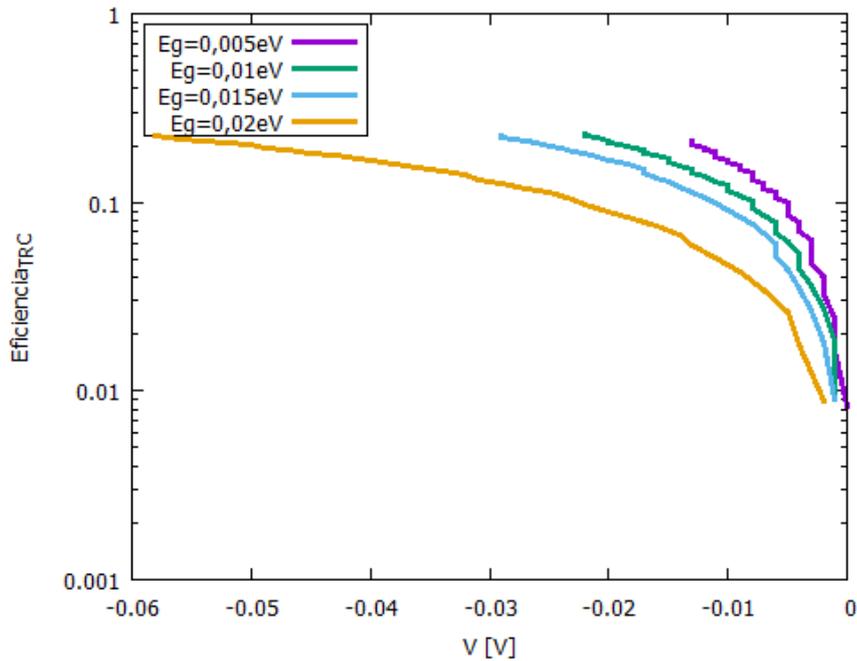


Figura 29. Caso 4. Eficiencia de la TRC.

La figura 30, muestra el flujo de entropía por unidad de tiempo S . Se observa de forma clara como, cuanto menor es la diferencia de potencial, menor es la entropía que tiende a cero cuando las eficiencias es máxima para cada E_g .

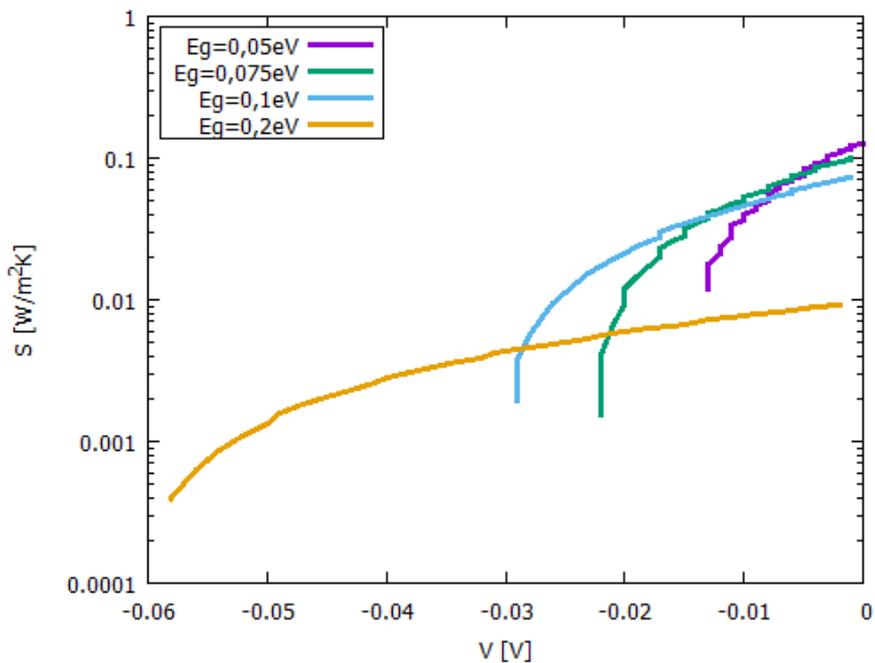


Figura 30. Caso 4. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m^2K].

El comportamiento mostrado es totalmente análogo al del caso, con entregas de potencia menores dada la menor entidad del foco 1, pero este caso surgió como contraste con el caso 2, donde, poseyendo el mismo foco 1, el foco 2 o sumidero era de una temperatura muy baja (fondo de microondas). Se observa de forma clara que si el foco 1 a 300 K trabaja contra el cielo nocturno, foco 2, a esa temperatura esperada de cielo despejado de 230 K, las capacidades de la TRC en este contexto son muy superiores a las del caso 2 y con comportamiento esperados.

Se piensa que este caso es totalmente plausible de ser desarrollado para evacuar aprovechando las capacidades de potencia que la Tierra evacúa hacia el cielo nocturno.

7. CONCLUSIONES

En general el modelo endorreversible para la TRC en todos los casos propuestos muestra un comportamiento similar, pero aparecen, en ciertos casos, diferencias que es importante señalar. Es por este motivo que en este apartado de conclusiones se harán referencias al comportamiento general, a comportamientos particulares y a posibles trabajos futuros que sería interesante abordar para el desarrollo de estos dispositivos.

De forma general, se puede concluir que el modelo endorreversible se comporta de la siguiente manera:

- Para la densidad de potencia eléctrica el comportamiento general o esperado por el modelo endorreversible es que se pongan de manifiesto máximos de densidad de potencia a una menor diferencia de potencial y una menor entrega de potencia cuanto mayor es E_g , además de que ese máximo ocurra a una menor diferencia de potencial.
- Que la densidad de corriente siempre sea mayor en valor absoluto (más negativa) cuanto menor es la energía de gap E_g y, por tanto, ocurre a intervalos de diferencia de potencial más cortos y de mayor valor (menos negativos).
- A medida que la diferencia de potencial disminuye y se hace más negativa en cada caso y para cada E_g ensayado, siendo el límite la diferencia de potencial de circuito abierto o V_{OC} ; el foco 3 tiende a la temperatura del foco 1, que será su límite, y tanto absorbedor como los contactos eléctricos selectivos también elevan sus temperaturas hasta sus límites, diferenciados del foco 3 debido al efecto de la transmitancia térmica del contacto térmico.
- Que, en general, las eficiencias de la TRC tienden a valores similares máximos para todos los E_g que se ensayen en un caso para la diferencia de potencial más baja, la del circuito abierto que, además, por regla general es donde se pondrá de manifiesto un flujo de generación de entropía por unidad de tiempo nulo, cuando esta entropía partía de un máximo a la menor diferencia de potencial y mayor siempre que el E_g que es menor.
- Los casos 1 y 4 siguen este comportamiento de forma clara y precisa. Los casos 2 y 3, lo siguen en parte y ponen de manifiesto fuertes comportamientos particulares. Además, también se pueden tener presente particularidades para el caso 4 ya que surgió a lo largo del presente trabajo.
- Decir que el 'Modelo endorreversible para la TRC' planteado así como su implementación manifiestan problemas de convergencia de la solución cuando nos aproximamos al potencial de circuito abierto.

Se puede decir que las particularidades más sobresalientes ocurren en el caso 2 (Tierra a 300 K y Vacío a 2,47 K), en el caso 3 (Sol a 6000 K y Tierra a 300 K) y en el caso 4 (Tierra a 300 K y cielo nocturno a 230 K)

Para el caso 2:

- Dada su baja temperatura de foco frío, las barreras de energía de gap, E_g , que admite para que el modelo alcance convergencia, son muy bajas, por debajo de

0,03 eV y, paradójicamente a lo esperado para unas E_g bajas, las densidades de potencia y de corriente que se esperarían altas, resultan de muy bajo valor.

- Al tiempo, manifiesta la más alta de las eficiencias para todos los E_g empleados y para todos los casos, alrededor del 98 %.
- Hay que decir que este caso presenta la problemática de trabajar con bandgap's por debajo de la energía de excitación térmica a temperatura de la superficie terrestre. Esto puede hacer inviable el funcionamiento de la TRC. A estas alturas del trabajo no se puede saber si es que es imposible la convergencia a bandgap's superiores a 0,02 eV o bien es un problema del código implementado que no es lo suficientemente robusto.

Para el caso 3:

- El máximo valor de los máximos de densidad de potencia no se alcanza para el menor E_g posible, sino para uno intermedio.
- No se puede superar la temperatura de superficie negra para una que estuviese radiada con la constante solar.
- Hay que tener presente una eficiencia real de la TRC dada la densidad de potencia de radiación incidente y que ésta es un 10 % de la que se obtiene con el modelo endorreversible de la TRC o con el modelo intrínseco de Strandberg [8], y que esta eficiencia se comporta del mismo modo que la densidad de potencia con un máximo para una diferencia de potencial intermedia dentro del rango de trabajo de cada E_g .
- Que cuando se tienen las máximas eficiencias posibles con el modelo endorreversible para las más bajas diferencias de potencial entre bornes, la entropía generada no es nula, sino que posee un valor muy relevante en cada caso.

Para el caso Caso 4:

- El comportamiento mostrado es totalmente análogo al del caso 1, con entregas de potencia menores dada la menor entidad del foco 1, pero este caso surgió como contraste con el caso 2, donde, poseyendo el mismo foco 1, el foco 2 o sumidero era de una temperatura muy baja (fondo de microondas).
- Se observa de forma clara que si el foco 1 a 300 K trabaja contra el cielo nocturno, foco 2, a esa temperatura esperada de cielo despejado de 230 K, las capacidades de la TRC en este contexto son muy superiores a las del caso 2 y con comportamiento esperados según el modelo endorreversible para la TRC.
- Este caso presenta la misma problemática que el caso 2, emplear bandgap demasiado bajos, por debajo de la energía de excitación térmica a temperatura terrestre. Lo que tal vez los invalide.

Respecto trabajos futuros se puede concluir que se deberían realizar trabajos de:

- Análisis detallados del efecto de las emisividades, pues esto condicionará de forma importante la selección de materiales.

- Entrar en profundidad en la física de la recombinaciones no radiativas. Este efecto de ser importante, podría hacer fracasar el comportamiento de la TRC. Se hace preciso prever sus posibles, aparición y efectos.
- Desarrollar y ensayar prototipos experimentales.

8. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. de Vos. "Endoreversible thermodynamics of Solar Energy Conversion ". Oxford Science Publications.
- [2] Biel. 'Formalismo y métodos de la Termodinámica'. Ed. Reverté.
- [3] Cengel. 'Termodinámica'. Ed. Mc Graw-Hill.
- [4] W. Zemansky. 'Calor y termodinámica'. Mc. Graw-Hill.
- [5] De la Rubia. 'Mecánica estadística'. UNED.
- [6] Pérez. 'TFM: Células termorradiativas con banda intermedia.'. UNED. 2019.
- [7] R. Strandberg. Theoretical efficiency limits for thermoradiative conversion. J. Appl. Phys. 117, 055105 (2015).
- [8] R. Strandberg. Heat to electricity conversion by cold carrier emissive energy harvesters. J. Appl. Phys. 118, 215102 (2015).
- [9] R. T. Ross and A. J. Nozik, "Efficiency of hot-carrier solar energy converters", J. Appl. Phys. 53, 3813-3818 (1982).
- [10] P. Würfel. Solar energy conversion with hot electrons from impact ionisation'. Solar Energy Materials and Solar Cells 46 (1997) 43-52.
- [11] Byrness, Blanchard, Capasso. "Harvesting renewable energy from Earth's mid-infrared emissions" Proc. Nat. Acad. Sci. USA, vol. 111, no. 11, pp. 3927–3932, 2014.
- [12] Cengel. 'Transporte de calor y de masa'. Ed. : Mc Graw-Hill.
- [13] Chapman. 'Transmisión del calor'. Ed.: MBH
- [14] Pomatta. 'Calor y frío industrial. Vol1.' Ed.: UNED.
- [15] Zúñiga, Crespo. 'Meteorología y Climatología'. Ed.: UNED.

9. APÉNDICES

9.1. APÉNDICE I: Resultados de aplicación del modelo endorreversible para la TRC a casos concretos.

Se muestran los resultados para los 4 casos desarrollados. Tres propuestos en el enunciado y uno más surgido durante el transcurso del trabajo.

9.1.1. Resultados Caso 1: Foco térmico fuente a $T_1 = 421$ K; foco térmico sumidero a $T_2 = 300$ K.

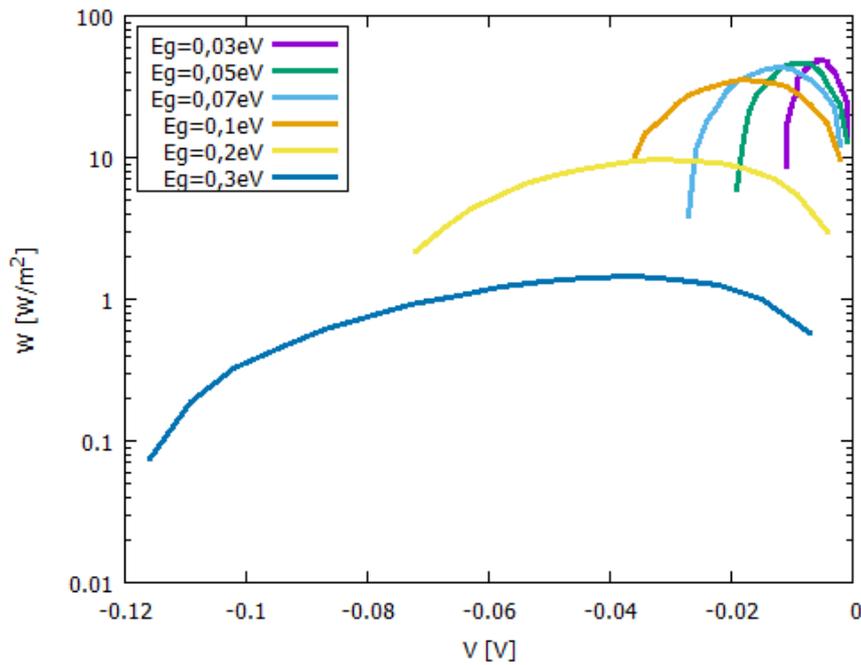


Figura 7. Caso 1. Densidad de potencia eléctrica W [W/m^2].

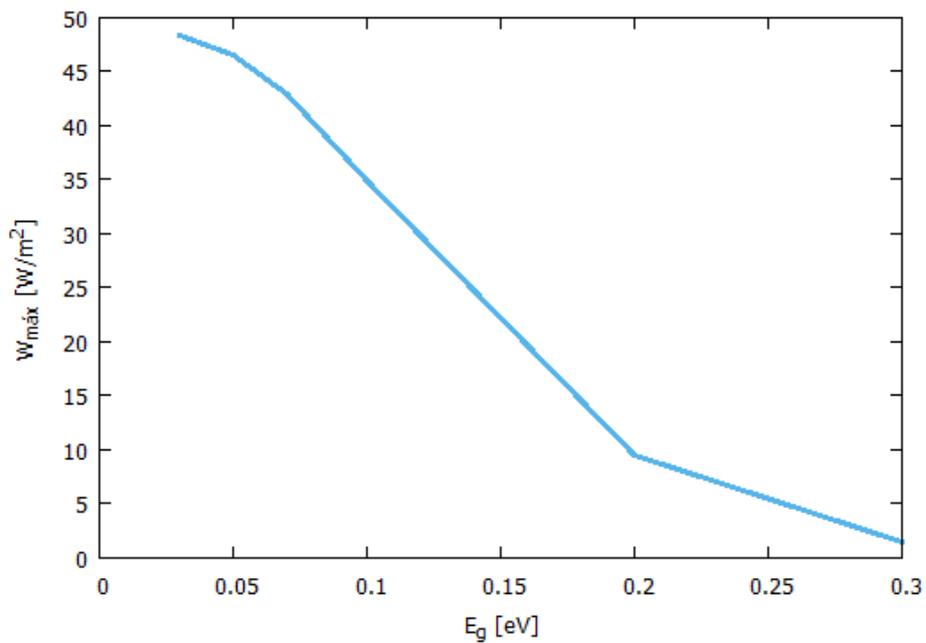


Figura 8. Caso 1. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{máx}$ [W/m^2] en función de E_g [eV].

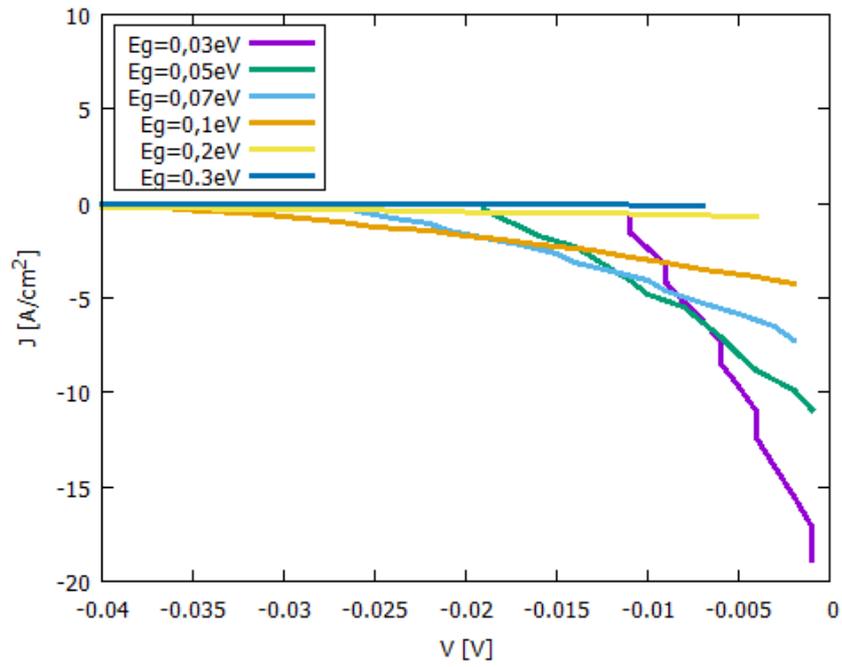


Figura 9. Caso 1. Densidad de corriente J [A/cm^2].

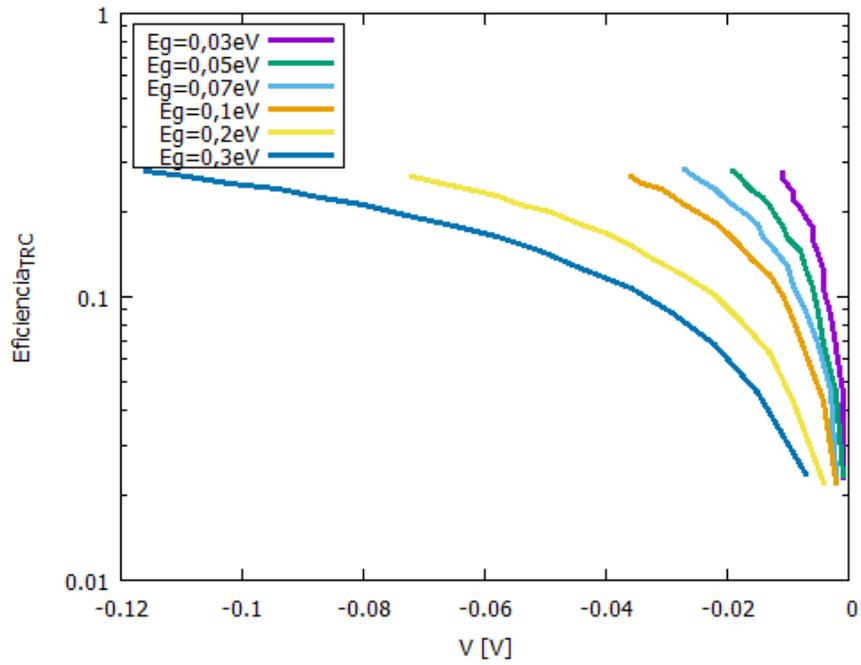


Figura 10. Caso 1. Eficiencia de la TRC.

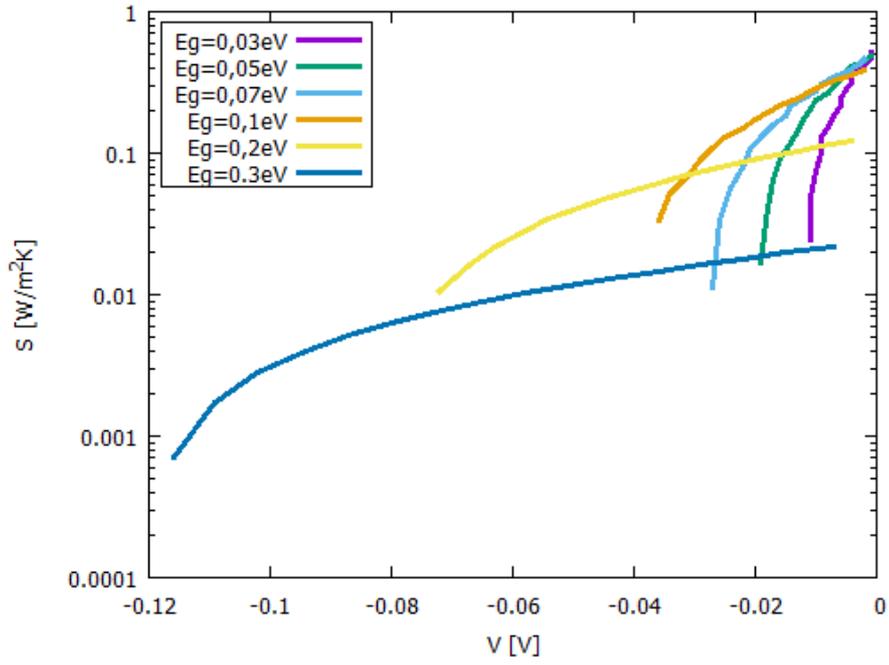


Figura 11. Caso 1. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m^2K].

9.1.2. Resultados Caso 2: Tierra a $T_1 = 300$ K; vacío espacial (fondo de microondas) a $T_2 = 2,47$ K.

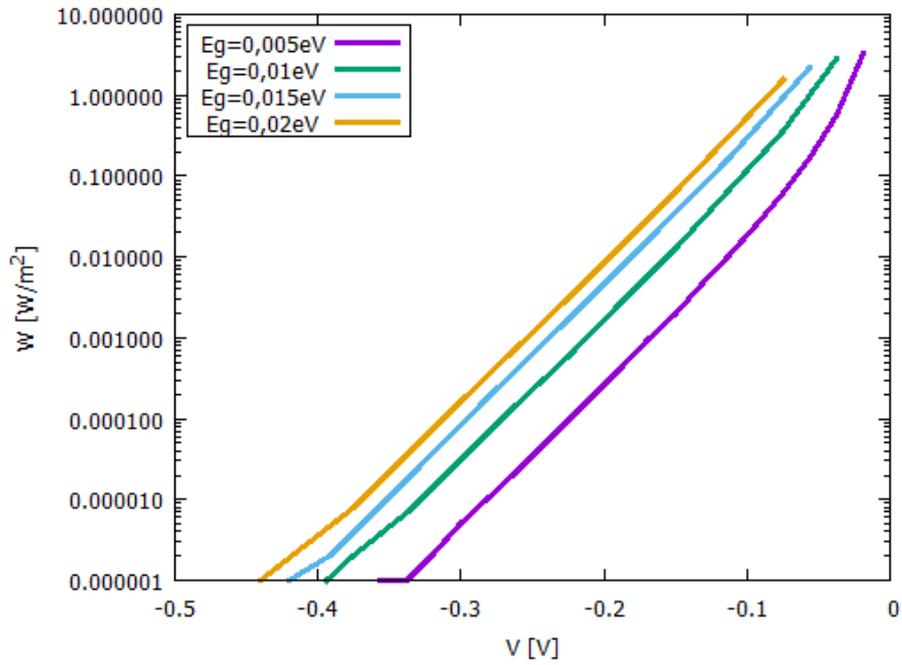


Figura 12. Caso 2. Densidad de potencia eléctrica W [W/m^2].

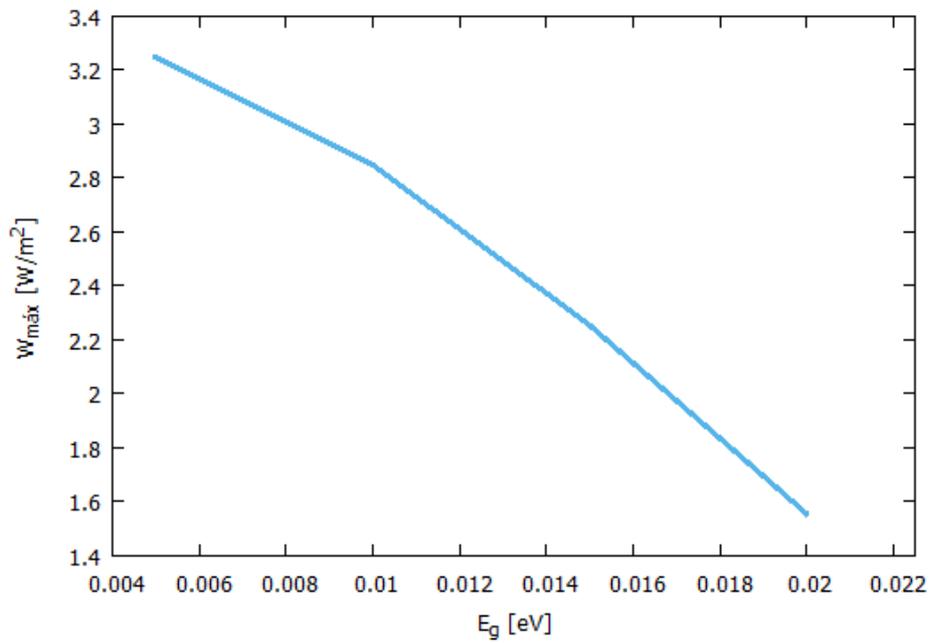


Figura 13. Caso 2. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{\text{máx}}$ [W/m^2] en función de E_g [eV].

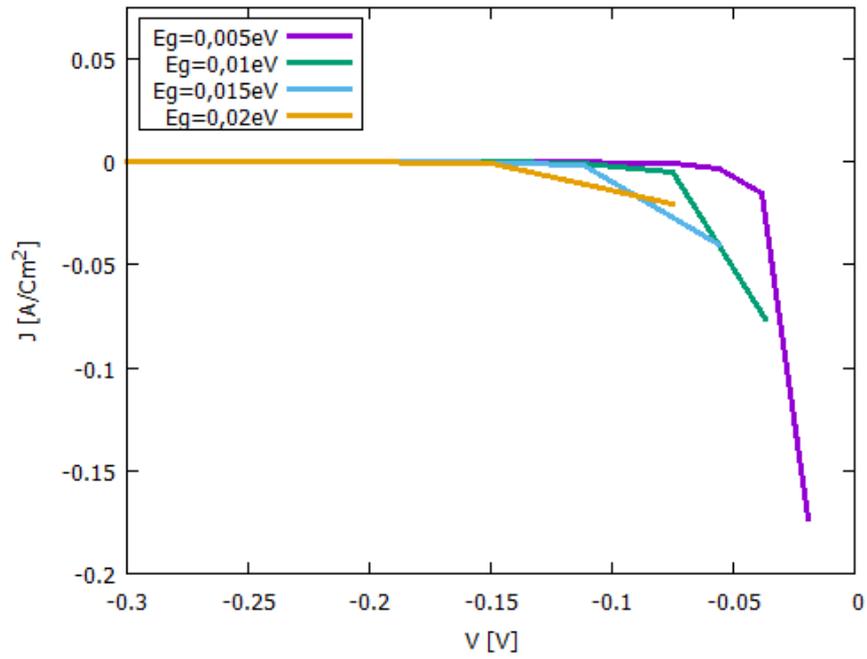


Figura 14. Caso 2. Densidad de corriente J [A/cm^2].

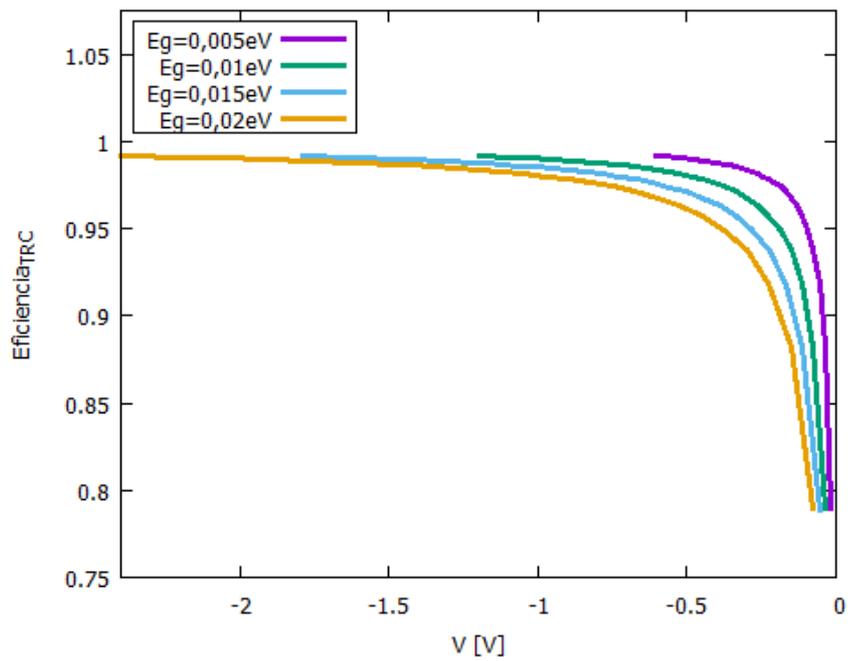


Figura 15. Caso 2. Eficiencia de la TRC.

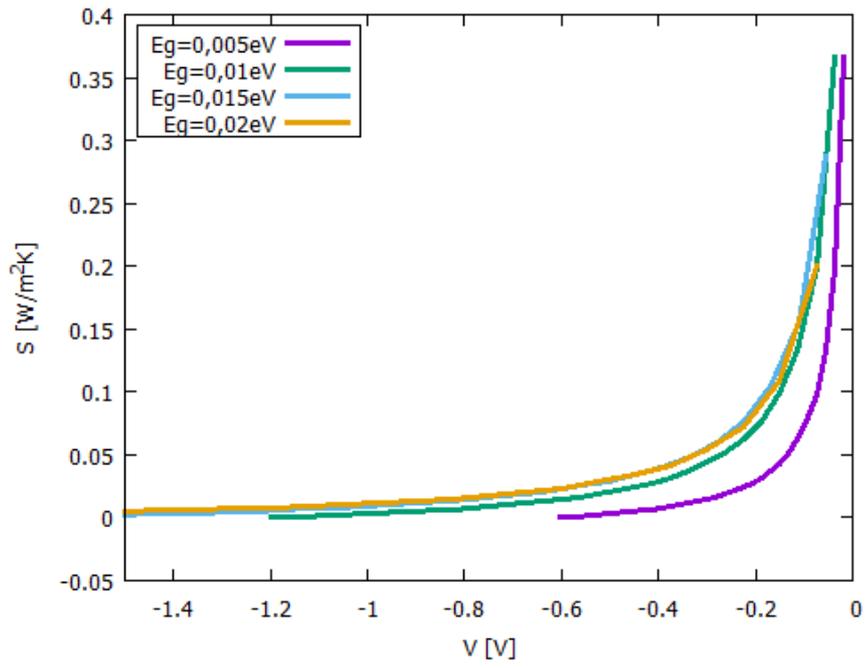


Figura 16. Caso 2. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [$\text{W/m}^2\text{K}$].

9.1.3. Resultados Caso 3: Sol a $T_1 = 6000$ K; Tierra a $T_2 = 300$ K.

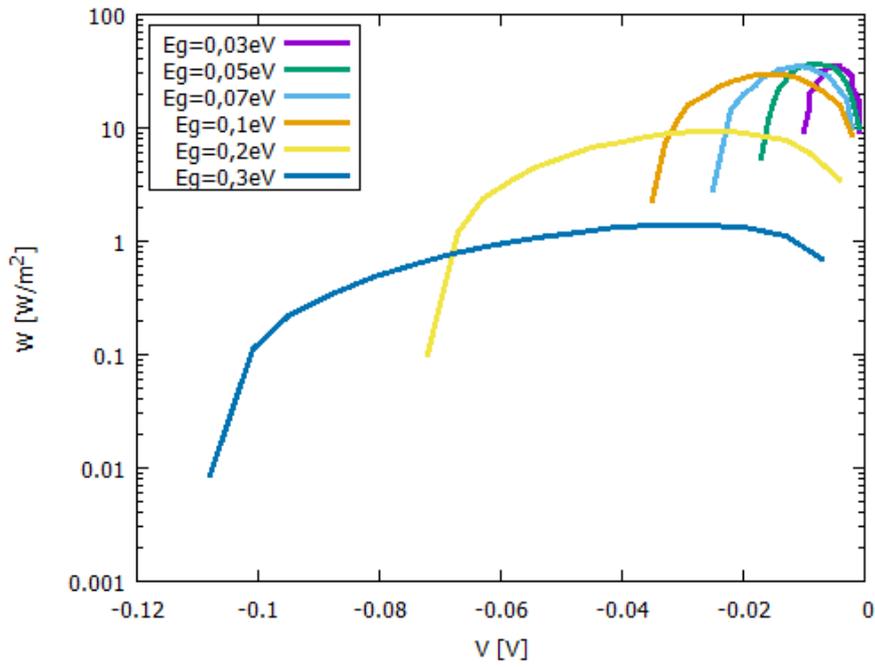


Figura 17. Caso 3. Densidad de potencia eléctrica W [W/m^2].

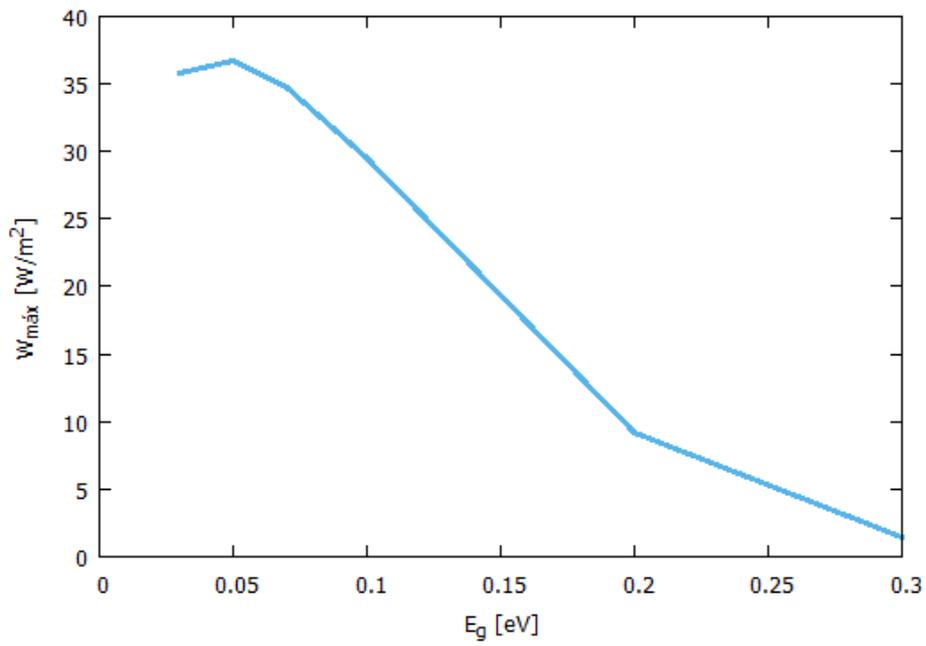


Figura 18. Caso 3. Densidad de potencia eléctrica máxima W_{max} [W/m^2] en función de E_g [eV].

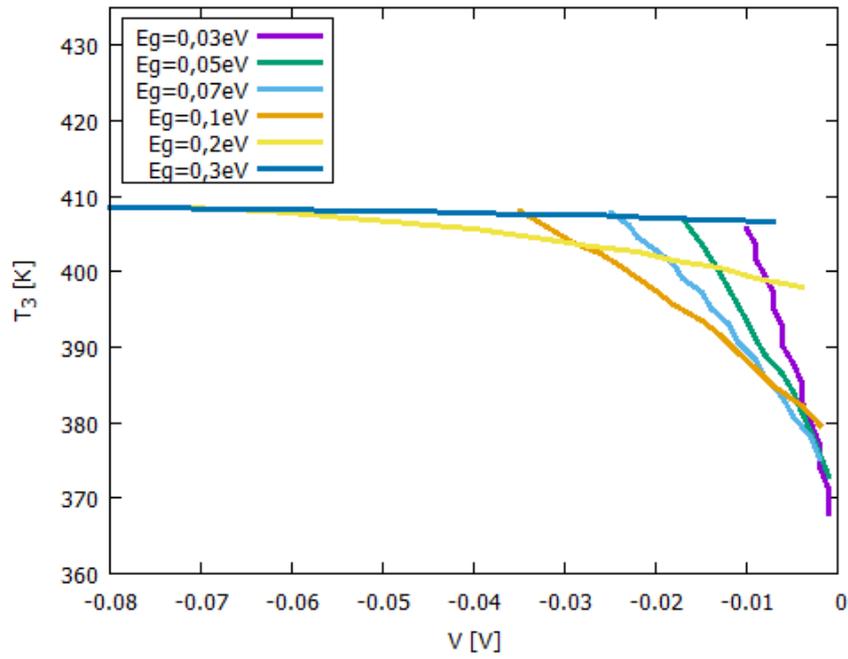


Figura 19. Caso 3. Evolución de la temperatura de foco T_3 [K] a la temperatura máxima de 408,6 K de la superficie negra radiada con la constante solar calculada cuanto más negativa es la diferencia de potencial entre bornes.

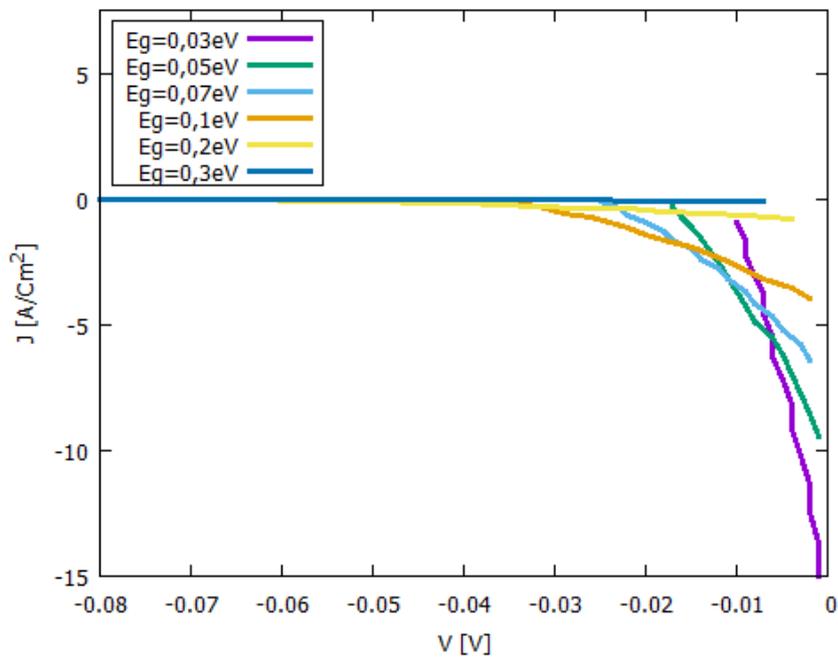


Figura 20. Caso 3. Densidad de corriente J [A/cm^2].

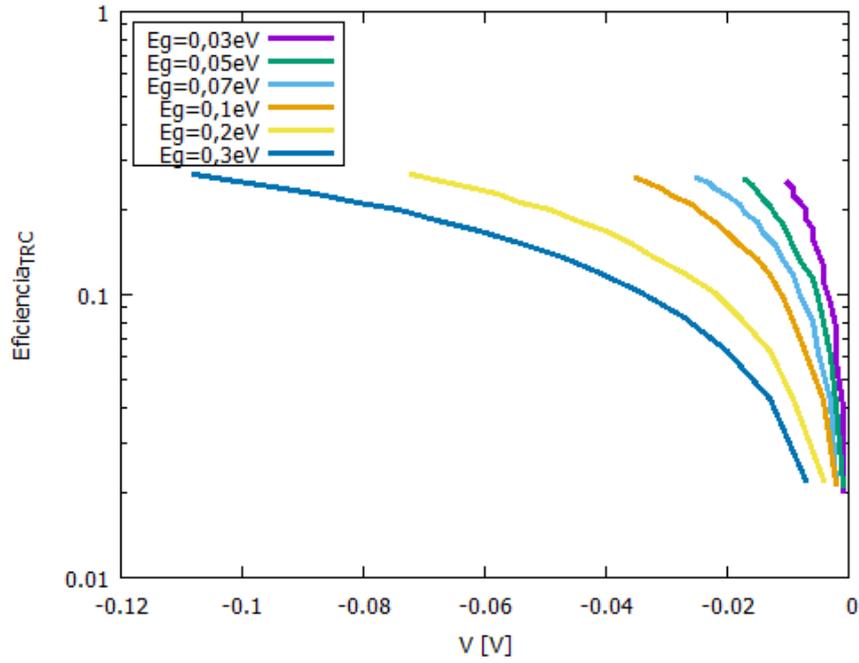


Figura 21. Caso 3. Eficiencia de la TRC.

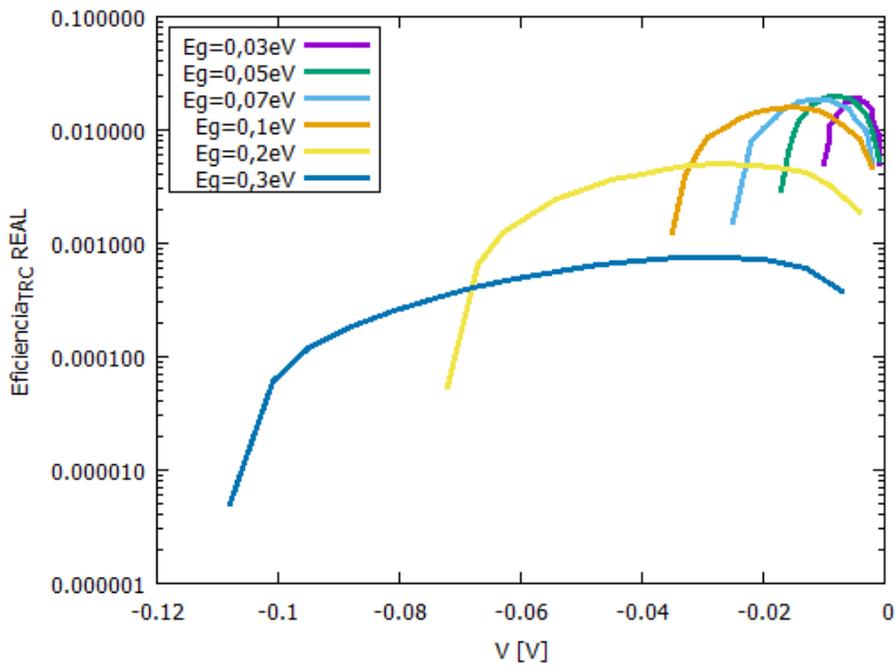


Figura 22. Caso 3. Eficiencia Real de la TRC, teniendo presente la totalidad de la densidad de potencia radiante proveniente del Sol.

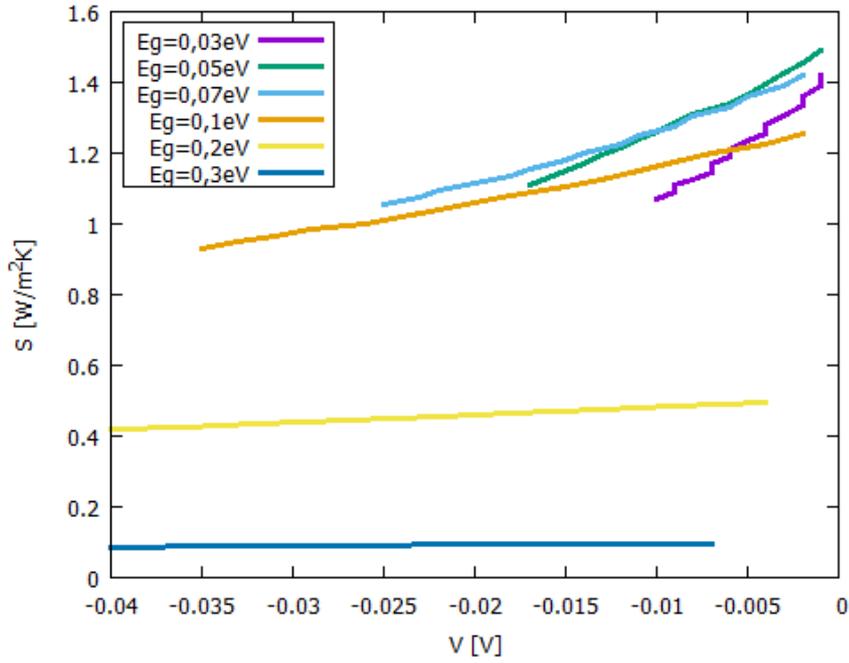


Figura 23. Caso 3. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m^2K].

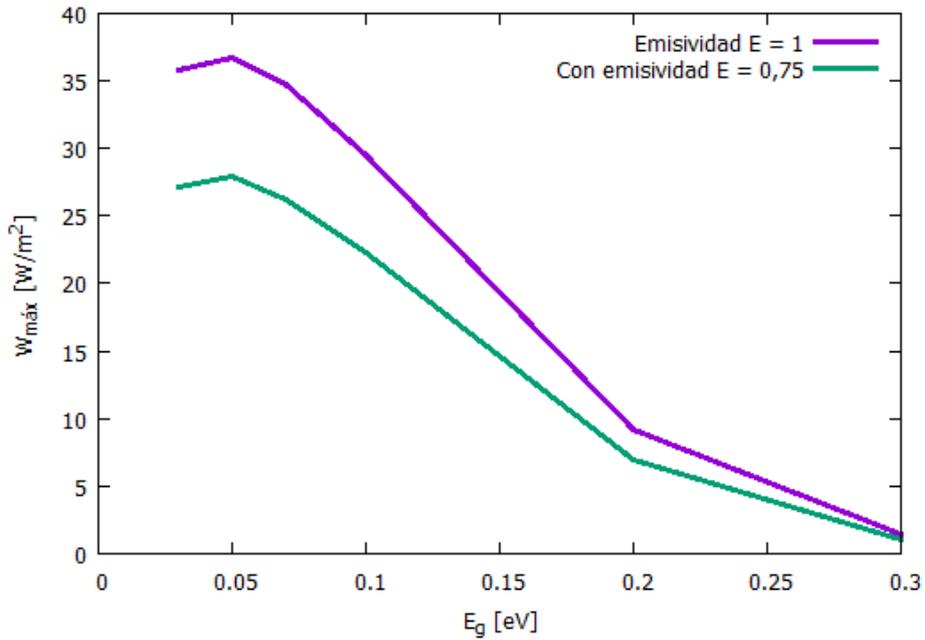


Figura 24. Caso 3. Contraste de densidad de potencia eléctrica máxima $W_{m\acute{a}x}$ [W/m^2] en función de E_g [eV], sin y con emisividad gris del material del foco 3 y del emisor. El cálculo se hizo para el mismo valor de emisividad de foco 3 y de Emisor de la TRC.

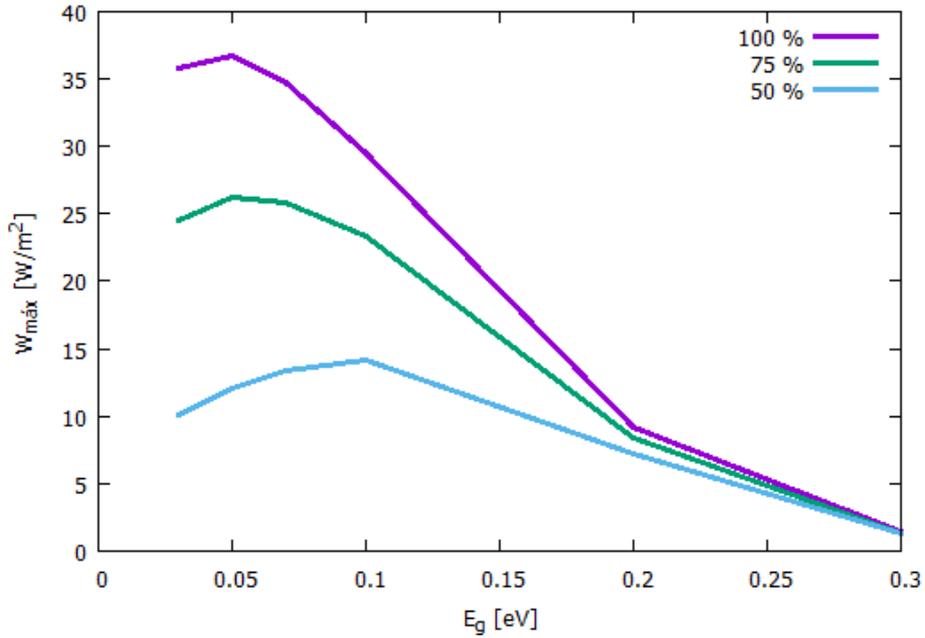


Figura 25. Caso 3. Contraste de densidad de potencia eléctrica máxima $W_{\text{máx}}$ [W/m²] para diferentes recombinaciones no radiativas (RNR), si no hay RNR se obtiene el 100 % de densidad de potencia, si RNR se obtiene el 75 % o el 25 % de la densidad de potencia total.

Nota: El cálculo de la supuesta RNR se hizo según Strandberg [7], multiplicando la integral que genera el valor medio de partículas o la densidad media de potencia, absorbidas del foco 2, por un factor (en el código del presente trabajo denominado 'kNRN'). Para el aprovechamiento de la TRC del 75 % (pérdida NRN del 25 %) $kNRN = 1,33$. Para el aprovechamiento de la TRC del 50 % (pérdida NRN del 50 %) $kNRN = 2$.

9.1.4. Resultados Caso 4: Tierra a $T_1 = 300$ K; Cielo Nocturno a $T_2 = 230$ K.

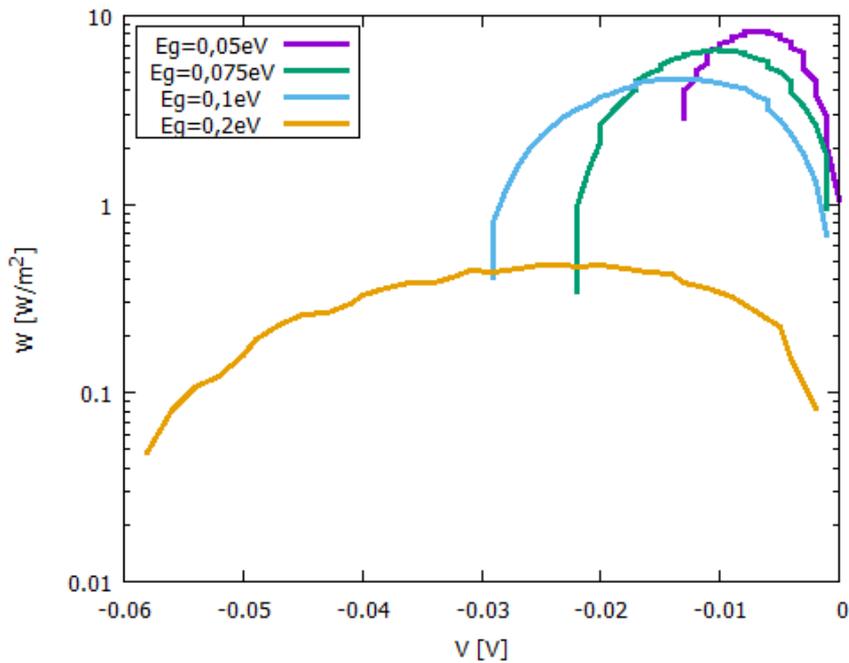


Figura 26. Caso 4. Densidad de potencia eléctrica W [W/m²].

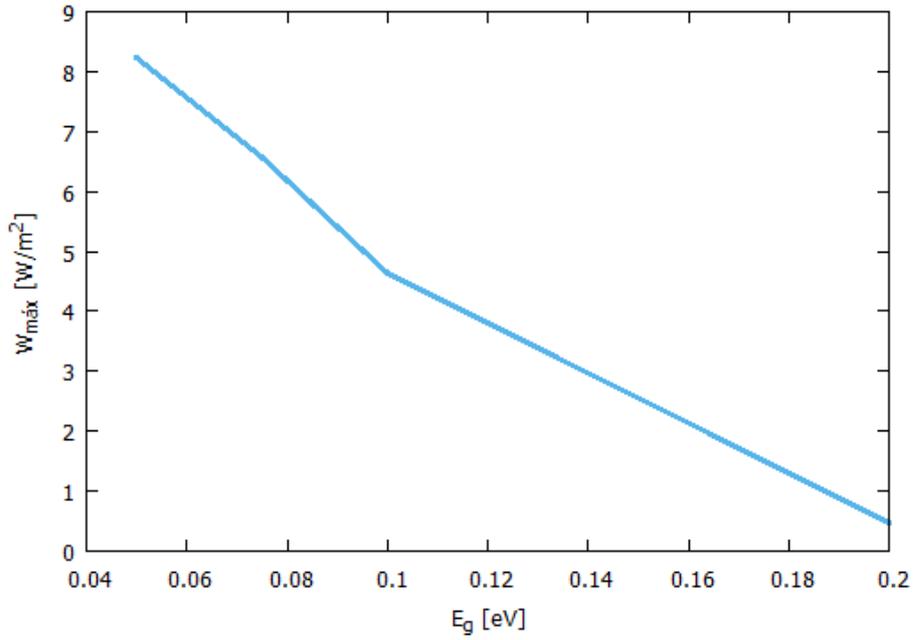


Figura 27. Caso 4. Densidad de potencia eléctrica máxima $W_{\text{m}\acute{a}\text{x}}$ [W/m^2] en función de E_g [eV].

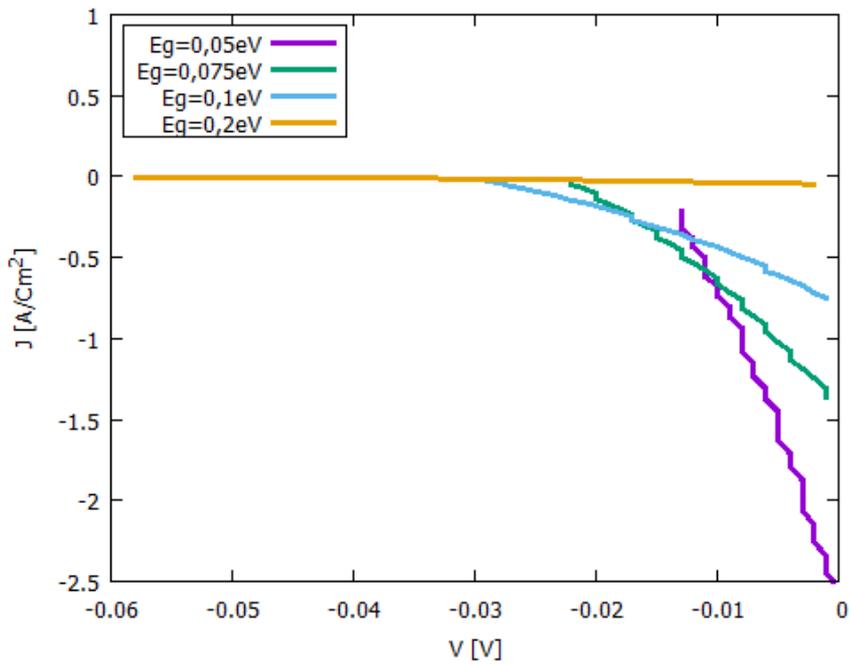


Figura 28. Caso 4. Densidad de corriente J [A/cm^2].

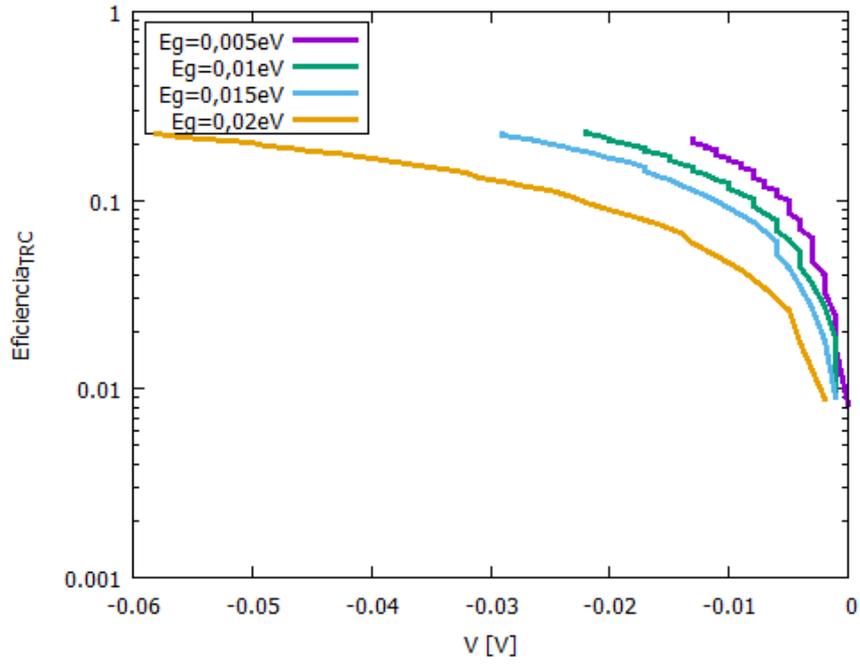


Figura 29. Caso 4. Eficiencia de la TRC.

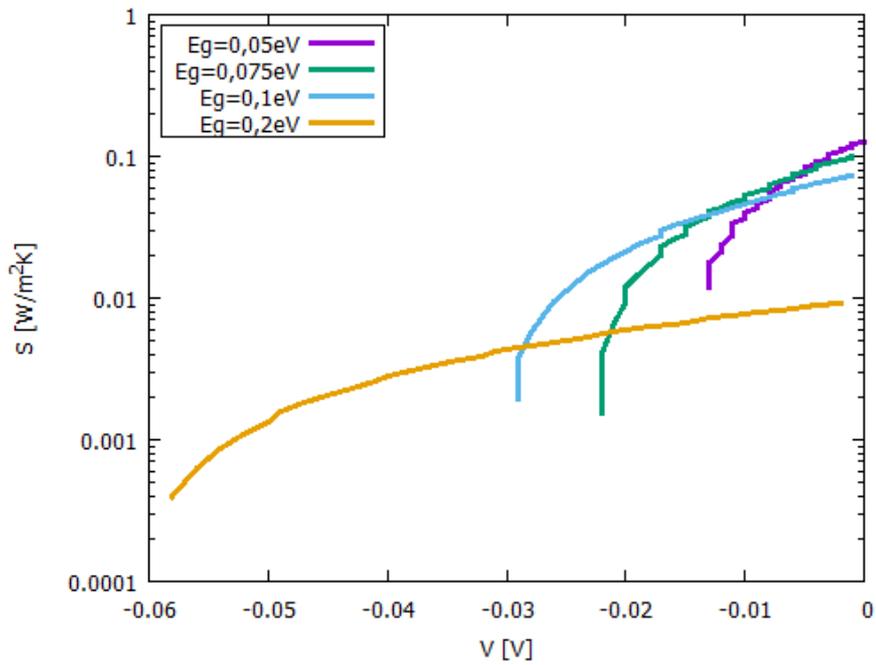


Figura 30. Caso 4. Flujo de entropía por unidad de tiempo S [W/m²K].

9.2. APÉNDICE II:

Demostración de que la densidad de potencia eléctrica del modelo endorreversible, ecuación (10), coincide con la densidad de potencia eléctrica del modelo de Strandberg, ecuación (38).

El modelo endorreversible de la TRC consistió en desarrollar un modelo endorreversible para convertidores negativos a partir de las bases y métodos extraídos de A. de Vos [1], y combinarlo con el modelo endorreversible del comportamiento intrínseco de la TRC expuesto por Strandberg y otros [7] y [8].

En el modelo endorreversible para los convertidores negativos se llegó a la expresión (10) para la densidad de potencia eléctrica.

$$\dot{W} = \dot{Q}_3 \eta_{E-A} + (-\mu_A \eta_{E-A} + \Delta\mu_{A-E}) \dot{N} \quad (10)$$

Esta expresión se corresponde con la ec. (38), en este trabajo, que muestra la densidad de potencia eléctrica del modelo de Stranberg [8]

$$\dot{W} = \dot{Q}_2 \left[1 + \frac{T_C}{T_e} \left(\frac{\Delta\mu_e}{E_C} - 1 \right) \right] \quad (38)$$

En este apéndice se demuestra que ambas expresiones son equivalentes.

Decir que esta equivalencia podría haber sido deducida con anterioridad, durante el desarrollo del trabajo; pero hay que reconocer que percibir esta equivalencia ocurrió a posteriori, durante la implementación del algoritmo cuando, durante los cálculos, los resultados que entregaban ambas ecuaciones eran exactamente iguales. De ahí que se comprobara analíticamente la equivalencia y, en el presente apéndice se demuestra.

Durante la integración del modelo endorreversible para convertidores negativos y el modelo de comportamiento intrínseco para la TRC de Strandberg [8], se establecieron una sucesión de equivalencias entre parámetros, como son que la temperatura de los contactos eléctricos T_C coincide con la temperatura del absorbedor T_A , que la temperatura electrónica T_e coincide con la temperatura del emisor T_E , y que la diferencia de cuasiniveles de Fermi $\Delta\mu_e$ coincide con la diferencia de potenciales químicos entre absorbedor y emisor $\Delta\mu_{A-E}$.

El coeficiente η_{E-A} , dadas las equivalencias de temperaturas mostradas queda como sigue

$$\eta_{E-A} = 1 - \frac{T_E}{T_A} = \eta_{e-C} = 1 - \frac{T_e}{T_C}$$

Además, como ya se comentó, los casos que aquí se desarrollan se corresponden con el modelo de Müsser que expone A. de Vos [1], el potencial químico del absorbedor es nulo, $\mu_A = 0$. Bajo estas premisas la ecuación (10) queda como sigue

$$\dot{W} = \dot{Q}_3 \left(1 - \frac{T_e}{T_C} \right) + \Delta\mu_e \dot{N}$$

La ecuación (11) muestra la aplicación del primer principio de la termodinámica al volumen de control VC2, de modo que la potencia que pasa del foco 3 al absorbedor queda como suma de la potencia eléctrica \dot{W} y de la potencia que sale de la TRC hacia el foco 2, \dot{Q}_2

$$\dot{W} = \dot{W} \left(1 - \frac{T_e}{T_c}\right) + \dot{Q}_2 \left(1 - \frac{T_e}{T_c}\right) + \Delta\mu_e \dot{N}$$

Además, la ecuación (33) del modelo de Strandberg [8] en este trabajo, teniendo presente la potencia cedida \dot{Q}_2 al foco frío, permite una expresión para el flujo de partículas \dot{N} en función de esta potencia y de la diferencia de energía entre contactos eléctricos selectivos E_c

$$\dot{N} = \frac{-\dot{Q}_2}{E_c} \quad (33)$$

Esto hace que la expresión de la potencia eléctrica adquiera la forma

$$\dot{W} \frac{T_e}{T_c} = \dot{Q}_2 \left(1 - \frac{T_e}{T_c}\right) + \Delta\mu_e \frac{-\dot{Q}_2}{E_c}$$

$$\dot{W} = \dot{Q}_2 \frac{T_c}{T_e} \left[\left(1 - \frac{T_e}{T_c}\right) - \frac{\Delta\mu_e}{E_c} \right]$$

$$\dot{W} = \dot{Q}_2 \left[\left(\frac{T_c}{T_e} - 1\right) - \frac{\Delta\mu_e}{E_c} \frac{T_c}{T_e} \right]$$

$$\dot{W} = \dot{Q}_2 \left[\left(-\frac{T_c}{T_e} + 1\right) + \frac{\Delta\mu_e}{E_c} \frac{T_c}{T_e} \right]$$

Esto lleva a la ecuación

$$\dot{W} = \dot{Q}_2 \left[1 + \frac{T_c}{T_e} \left(\frac{\Delta\mu_e}{E_c} - 1 \right) \right] \quad (38)$$

Que es la ecuación del modelo de Strandberg [8] buscada.