

”Supernovas de Colapso Nuclear con SKA”

Rafael LOGROÑO GARCÍA

Dirigido por:

Miguel PÉREZ-TORRES y Antonio SEGUÍ SANTONJA

Departamento de Física Teórica, Facultad de Ciencias
Universidad de Zaragoza

Máster en Física y Tecnologías Físicas

Curso 2014/2015

Índice

1. Introducción	4
1.1. Supernovas	5
1.1.1. Tipos de Supernovas	5
1.1.2. Supernovas de Colapso Nuclear	8
1.1.3. Emisión en Radio de las Supernovas de Colapso Nuclear	10
1.2. Supernovas de Colapso Nuclear con SKA	11
2. Predicción de la tasa de Supernovas observadas	13
2.1. Cálculo de Γ_{SN}	13
2.1.1. Cálculo de R_{SN}	14
2.1.2. Distancia Comóvil	15
2.2. Cálculo de $\Gamma_{detect}(z)$	17
2.2.1. Cálculo de f_{survey}	17
2.3. Resultados	22
3. Comentarios y Cuestiones	26

1. Introducción

SKA (“Square Kilometre Array”) es un proyecto internacional que implica la construcción de un radiointerferómetro de nueva generación. Tendrá un área colectora total de aproximadamente un kilómetro cuadrado y operará sobre un amplio rango de frecuencias, características que le harán ser 50 veces más sensible que cualquier otro instrumento de radio construido hasta la fecha, dando las imágenes de más alta resolución del mundo astronómico. Además, permitirá escanear el cielo más de diezmil veces más rápido que hasta ahora (Pérez-Torres et al. 2015 [7])

Requerirá muy altas prestaciones en computación con enlaces de larga distancia para intercomunicar sus estaciones receptoras, separadas por distancias de más de 3000 km del núcleo central, lo cual necesita una capacidad mayor que el tráfico de Internet mundial actual. Los núcleos centrales de SKA se construirán en Sudáfrica y Australia, en el hemisferio sur donde la observación de la vía láctea es mejor y las interferencias de radio menores. Su construcción está planificada en dos fases, representando la primera fase tan sólo un 10 % de capacidad de lo que tendrá el telescopio entero.

Con su gran capacidad, SKA tiene el potencial de revolucionar prácticamente todos los ámbitos de la astrofísica (Pérez-Torres et al. 2014 [2]). Existen actualmente multitud de estudios que realizan predicciones de las observaciones que será capaz de llevar a cabo en áreas de la astrofísica como la evolución de galaxias, la cosmología y estructura del universo a gran escala, el magnetismo en el universo, la astrofísica estelar o la astrobiología.

Precisamente nuestro estudio se encargará de realizar predicciones del impacto de SKA en la detección de supernovas de colapso nuclear. Las búsquedas en el óptico de estos fenómenos pierden un número significante de eventos (Mannucci et al. 2007 [16]; Mattila et al. 2012 [17]), debido a la opacidad del polvo interestelar en dicho rango. Por ello, las búsquedas en radio, al no verse afectadas, son más prometedoras.

SKA, con sus altas capacidades, nos va a dar la posibilidad de realizar escaneados del cielo entero sin precedentes, permitiendo en su primera fase (SKA1) descubrir cientos de supernovas de colapso nuclear en un sólo año y miles cuando el telescopio esté terminado (Pérez-Torres et al. 2014 [2]; Lien et al. 2009, 2011 [11], [9]; Kamble et al. 2014 [8]) lo cual nos puede acercar a un censo muy completo de supernovas de colapso nuclear en el universo local.

En el trabajo, vamos a empezar describiendo lo que es una supernova y los diferentes tipos que existen, para a continuación profundizar en las causas y mecanismos que llevan a una estrella masiva a terminar de este modo. Después, analizaremos la emisión en radio de las supernovas, dado que es el rango del espectro en el cual nos basamos para hacer las predicciones que son el objetivo de este trabajo, dando la expresión de la evolución de la densidad de flujo de emisión en radio basada en observaciones de supernovas de colapso nuclear, que será muy importante para los cálculos posteriores.

Una vez que hayamos visto los tipos de supernova, su mecanismo y sus propiedades de

emisión en radio, comentaremos a continuación como puede servirnos SKA para buscar supernovas de colapso nuclear, el por qué de su utilidad y la estrategia a seguir para optimizar sus posibilidades.

Basándonos en los datos de SKA y en aspectos teóricos, empezaremos después a calcular la tasa de supernovas que podremos detectar. Comenzaremos con un desarrollo teórico con el que acabaremos obteniendo la expresión del número de supernovas por año y por grado² en función de z el cual nos servirá para calcular el número de supernovas observables al año y por grado² en función de z .

Por último, expondremos los resultados de nuestra predicción y realizaremos un apartado de comentarios y cuestiones.

1.1. Supernovas

Las supernovas son explosiones estelares que en un corto periodo de tiempo emiten una gran cantidad de energía, pudiendo llegar a eclipsar la galaxia en la que se encuentran. Su duración depende del tipo y puede comprender desde varias semanas a varios meses.

Las supernovas constituyen un fenómeno conocido desde tiempos bien antiguos. En efecto, ya en el año 1006, una estrella extremadamente brillante apareció en la constelación del Lobo, alcanzando una magnitud visual aparente de -9 (la del sol y luna llena es -26.8 y -9 respectivamente). La existencia de dicha estrella fue reportada desde diferentes lugares del mundo, como Europa, China, Japón, Egipto e Irak. Hoy la conocemos como Supernova 1006 (SN 1006) y por los registros conocidos, sabemos que empezó alrededor del 30 de Abril de 1006 para desaparecer aproximadamente un año más tarde. Cuando con instrumentos modernos, miramos hoy a la región donde ocurrió dicha supernova, encontramos su remanente, la conocida como "nebulosa del cangrejo". Hoy sabemos que esa supernova dejó como remanente una estrella de neutrones, un púlsar.

Otros ejemplos posteriores registrados fueron las supernovas observadas por Tycho Brahe y Johannes Kepler, en 1572 y 1604 respectivamente, siendo esta última la última registrada dentro de la vía láctea. La primera observada en la época moderna se haría esperar hasta 1987, concretamente el 24 de Febrero. La conocida como SN 1987A fue observada en el observatorio de Las Campanas de Chile, a 50 kpc de distancia de la Tierra, su progenitora fue una estrella azul supergigante catalogada como Sk-69202. La observación de esta supernova supuso al fin una oportunidad para probar las diferentes teorías sobre el destino de las estrellas masivas.

1.1.1. Tipos de Supernovas

Hoy en día, somos capaces de observar con relativa frecuencia supernovas en diferentes galaxias, lo cual nos ha permitido estudiar sus espectros (Fig.1) y curvas de luz y así establecer diferentes tipos, que se relacionarán con diferentes mecanismos previos a la explosión así como con diferentes estrellas progenitoras. De esta manera, podemos clasificar las supernovas en:

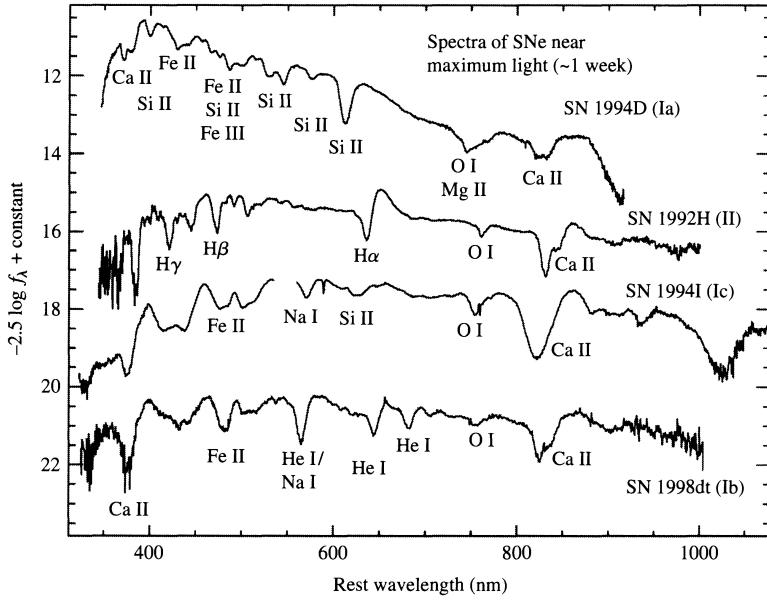


Figura 1: Espectros de los diferentes tipos de supernovas. Observamos la ausencia de líneas de hidrógeno en las de tipo I

- **Supernovas de Tipo I:** Son aquellas que en sus espectros no presentan ninguna línea de hidrógeno. Este hecho indica que las estrellas involucradas en estas supernovas han perdido sus envolturas de hidrógeno. Podemos hacer una subdivisión en:

- Tipo Ia: Poseen una intensa línea Si II a 615 nm en su espectro.
- Tipo Ib: Poseen intensas líneas de He en su espectro.
- Tipo Ic: Carecen de las líneas Si II y de He que tienen los otros tipos.

Las diferencias espectrales entre estos tres tipos de supernova tienen que ver con los distintos mecanismos físicos que entran en juego, lo cual se observa al comprobar los diferentes ambientes en los que estas se desarrollan. Mientras que las supernovas de tipo Ia se encuentran en todo tipo de galaxias, incluidas las elípticas, más antiguas y con una tasa de formación estelar menor, las supernovas de tipo Ib y Ic han sido vistas tan solo en galaxias espirales, en regiones de formación estelar reciente. Este hecho nos indica que las estrellas masivas de corta vida probablemente están relacionadas con las supernovas de tipo Ib y Ic, pero no con las de tipo Ia.

- **Supernovas de Tipo II:** Son aquellas que al contrario que las de tipo I, contienen líneas de hidrógeno en sus espectros. Observacionalmente, se caracterizan por un rápido aumento en luminosidad que tras alcanzar su nivel máximo, decrece de 6 a 8 órdenes de magnitud en un año. Atendiendo a cómo decrece la luminosidad, vamos a distinguir dos tipos diferentes de supernovas tipo II:

- Tipo II-P: Podemos observar un estancamiento ("plateau") en la curva de decrecimiento de la luminosidad, de 30 a 80 días después de haberse producido el máximo. (Fig.3)

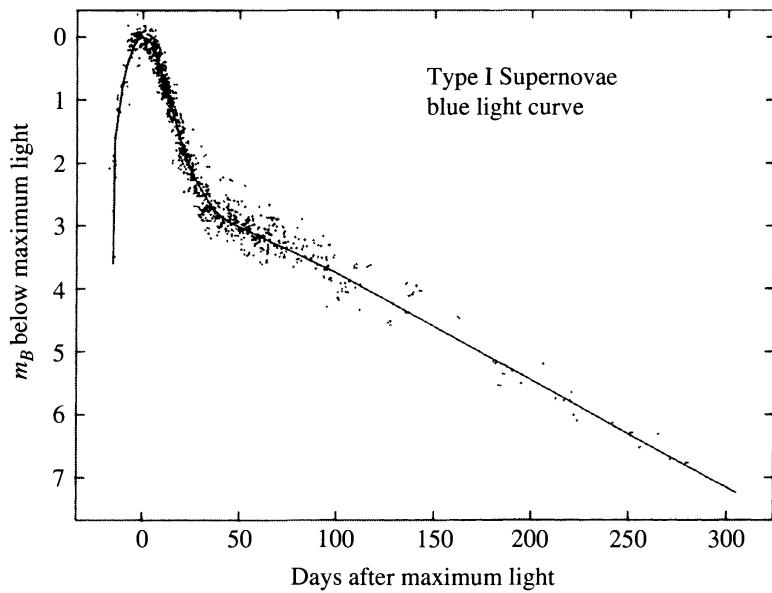


Figura 2: Curva de luz típica de una supernova de tipo I. Su tiempo de emisión es menor que el de las supernovas de tipo II

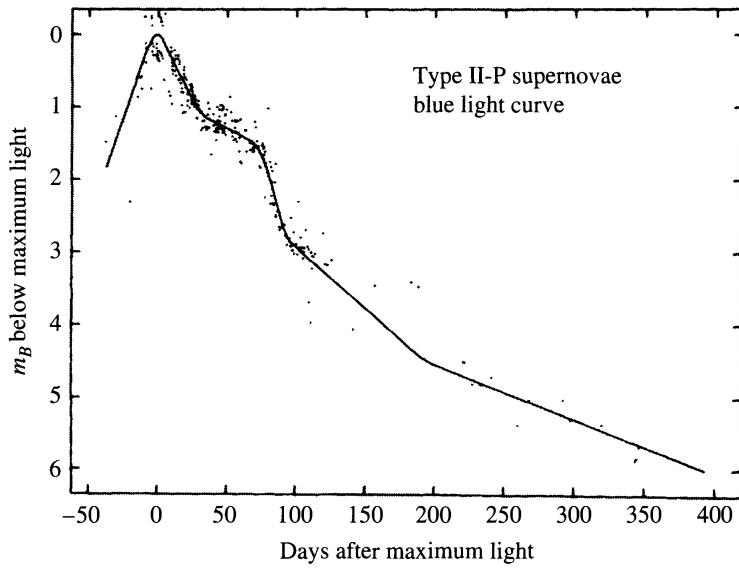


Figura 3: Curva de luz típica de una supernova de tipo IIP. Observamos el estancamiento característico

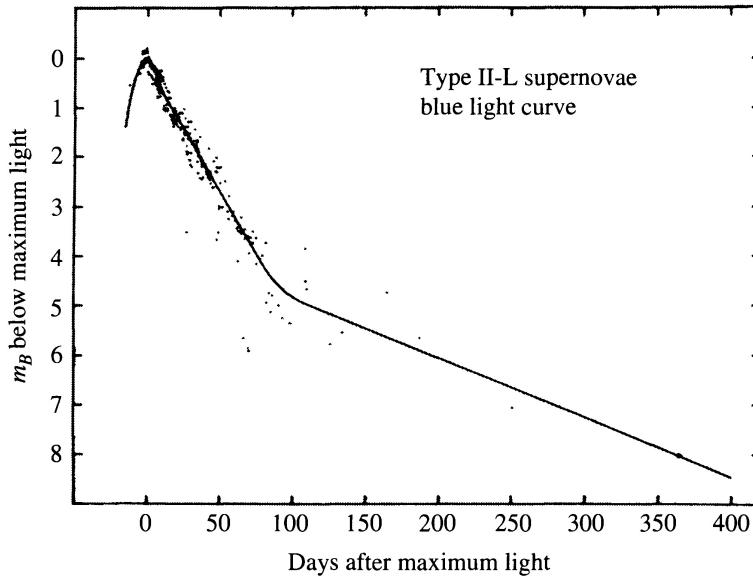


Figura 4: Curva de luz típica de una supernova de tipo IIL. No observamos el estancamiento, pero la emisión dura lo mismo que en las de tipo IIP

- Tipo II-L: No se produce estancamiento alguno, el decrecimiento de la luminosidad se produce de manera constante. (Fig.4)

Esta clasificación no es del todo completa. En primer lugar hemos de nombrar las supernovas de tipo IIn, las cuales son de tipo II pero presentan líneas de hidrógeno en su espectro muy poco intensas ("narrow"). También se han observado otras supernovas híbridas con características comunes a varios tipos. Estas son las conocidas como IIb, caracterizadas por presentar en su primer mes líneas de hidrógeno en sus espectros que acaban desvaneciéndose para ser reemplazadas por líneas de helio, lo cual las relaciona con las supernovas de tipo Ib.

Hoy en día se sabe que las supernovas de tipo Ia tienen su origen en sistemas binarios donde al menos una de las dos estrellas es una enana blanca, y muy posiblemente ambas (e.g. Pérez-Torres et al. 2014), lo cual las diferencia sustancialmente de todas las demás, las de tipo Ib, Ic y II, que quedan englobadas en el grupo de supernovas de colapso nuclear, las cuales son el objeto de estudio en este trabajo. Los tres tipos de supernovas de colapso nuclear están estrechamente relacionados y todos están generados por el colapso de una estrella masiva, normalmente una supergigante. Las diferencias entre ellas dependen de la composición y masa de la cubierta estelar en el momento de la explosión.

1.1.2. Supernovas de Colapso Nuclear

La evolución tras la secuencia principal de las estrellas con masa superior a $8M_{\odot}$ tiene diferencias notables respecto a aquellas menos masivas. Como ocurre en todas las estrellas, el hidrógeno es convertido en helio mediante reacciones de fusión durante la secuencia principal, al agotarse el hidrógeno, el helio pasa a ser el combustible principal.

Conforme el helio se consume, se van produciendo productos como carbono entre otros, que al ser más pesados, quedan concentrados en el núcleo de la estrella. La enorme fuerza gravitatoria va compactando el núcleo y es aquí donde se encuentra la diferencia principal de las estrellas con masas superiores a $8M_{\odot}$ con respecto a las de menos masa, ya que debido a las temperaturas extremas que se dan en los núcleos, el carbono comienza también a sufrir reacciones de fusión.

Los productos de la fusión del carbono son principalmente oxígeno y neón, los cuales se van acumulando en el núcleo y dependiendo de la masa de la estrella, el oxígeno resultante del carbono puede empezar a sufrir también reacciones de fusión, generando productos como silicio. Sucesivamente, si la masa de la estrella es suficientemente alta, el silicio puede empezar también a fusionarse para dar productos como $^{54}_{26}Fe$, $^{56}_{26}Fe$ o $^{56}_{28}Ni$, acumulándose en el núcleo, que adquiere ahora un carácter metálico. Con estas serie de reacciones en equilibrio, el interior del núcleo adquiere una estructura de capas, con los elementos metálicos más pesados en la zona interna y los más ligeros en la externa.

El $^{56}_{26}Fe$ supone el máximo en la curva de energía de enlace nuclear. Cualquier reacción de fusión posterior que tenga como productos elementos de masa mayor será ya endotérmica y no contribuirá a la luminosidad de la estrella. De la misma manera, la energía liberada por las reacciones de fusión será cada vez menor conforme más cerca de este máximo se encuentren los núcleos producidos. Por esta razón y para que la estrella mantenga su luminosidad, esta necesita quemar más rápido el combustible de mayor masa, con lo cual el tiempo necesario para quemar una unidad de masa de helio no será igual que el necesario para quemar una de carbono. Se calcula que para una estrella de $20M_{\odot}$, la quema de hidrógeno durante la secuencia principal dura 10^7 años, la de helio 10^6 años, la de carbono 300 años, la de oxígeno 200 días y por último la de silicio tan sólo 2 días.

El núcleo metálico de la estrella va creciendo en masa a la vez que su tamaño se contrae, lo que genera temperaturas extremadamente altas. Bajo estas condiciones, los fotones tienen la energía suficiente para destruir los núcleos pesados, un proceso conocido como fotodesintegración. Los ejemplos más notables de reacciones de fotodesintegración son los del $^{56}_{26}Fe$ y $^{4}_{2}He$:



Los procesos de fotodesintegración son altamente endotérmicos, quitando energía del gas que con su presión, debería mantener el núcleo en equilibrio con la fuerza gravitatoria que tiende al colapso nuclear. Paralelamente, los electrones libres que con su presión de degeneración contribuyen también a dicho equilibrio, se ven capturados por núcleos pesados o por protones producidos en los procesos de fotodesintegración, generándose una enorme cantidad de neutrinos que abandonan la estrella.



La combinación de estos dos fenómenos, hace que el núcleo empiece a colapsar gravitatoriamente extremadamente rápido. Todo el núcleo no colapsa por igual, ya que la

parte interna lo hace de manera homogénea, mientras que la parte externa, al ser mayor la velocidad interior de colapso que la de propagación del sonido que traslada la información mecánica, se desacopla y se queda en una situación parecida a la caída libre, suspendida sobre la parte interior que colapsa.

El colapso de la parte interna continua hasta que se sobrepasa la densidad crítica de alrededor de $8 \times 10^{17} \text{ kg.m}^{-3}$ (aproximadamente tres veces la de un núcleo atómico). En dicho punto, la interacción nuclear fuerte genera una fuerza de repulsión que frena el colapso y envía ondas de presión, generando una onda de choque hacia la parte externa que se encuentra aún cayendo.

Conforme la onda de choque va encontrándose con la parte externa del núcleo, las altas temperaturas provocadas generan más procesos de fotodesintegración, que a su vez, le quitan energía a la onda de choque. Esto hace que la onda de choque vaya frenándose hasta casi pararse, siendo la parte externa del núcleo la que cae contra ella.

Por delante de la onda de choque, los procesos de fotodesintegración y captura de electrones que han ido teniendo lugar, han generado una capa de neutrinos, conocida como neutrinosfera. Debido a la gran densidad del entorno, una parte de los neutrinos interactúan con la materia subiendo la temperatura y permitiendo que la onda de choque que viene detrás vaya avanzando por toda la estrella, consumiendo así la explosión. Cuando los fotones del visible pueden escapar, se liberan 10^{42} J de energía de esta forma, provocando una luminosidad de aproximadamente 10^9 veces la de sol.

1.1.3. Emisión en Radio de las Supernovas de Colapso Nuclear

Cuando la onda de choque de una supernova va avanzando por el gas circumstelar, crea una región en su interior de gran densidad de energía. Dentro de esta región, los electrones son acelerados a velocidades relativistas y se generan campos magnéticos significativos, que dan lugar a la producción de la emisión en radio que puede ser observada. Podemos decir entonces que la emisión en radio de las supernovas es radiación de sincrotrón, no térmica, debida a la interacción circumstelar (Chevalier 1982 [3])

La emisión en radio de las supernovas de colapso nuclear depende directamente del parámetro de pérdida de masa y viento ("mass-loss wind parameter"), $M = \dot{M}/v_w$ donde \dot{M} y v_w son la tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento previos a la supernova. Así pues, si una estrella progenitora de una supernova de colapso nuclear, ha perdido mucha masa (debido a vientos estelares o a estrellas compañeras) y el viento estelar es lo suficientemente débil como para que esa masa se quede en las proximidades, la interacción circumstelar será intensa y garantizará una importante emisión en radio cuando se desarrolle la supernova. Las supernovas de tipo Ib y Ic tienen valores de $M \sim 10^{-8} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} / (\text{km.s}^{-1})$ mientras que las de tipo II tienen valores de $M \sim (10^{-5} - 10^{-7}) M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} / (\text{km.s}^{-1})$

La siguiente ecuación describe la evolución de la densidad de flujo de emisión en radio de muchas supernovas de colapso nuclear: (Weiler et al. 2002 [4])

Cuadro 1: Parámetros para los diferentes tipos de supernova

Tipo de Supernova	Fracción	α
Ib/c	0.260	-1.1
IIb	0.121	-1.1
IIP	0.555	-0.7
IIL	0.030	-0.7
IIn	0.024	-0.7

$$S_v = K_1 \left(\frac{v}{5GHz} \right)^\alpha \left(\frac{t - t_0}{1day} \right)^\beta e^{-\tau_v} \quad (4)$$

donde τ_v es la profundidad óptica debida a absorciones externas, la cual podremos considerar constante en las frecuencias en las que trabajaremos. En el Cuadro 1 mostramos los valores de α así como la fracción del total, para cada tipo de supernova, valores que necesitaremos en cálculos posteriores. (Weiler et al. 2002 [4], Romero-Cañizales et al. 2014 [5], Eldridge et al. 2013 [6])

1.2. Supernovas de Colapso Nuclear con SKA

Hasta ahora, el estudio de supernovas con radiotelescopios ha sido más bien pobre, limitándose a la observación de aquellos eventos más luminosos que al ser detectados en el óptico, son observados posteriormente en radio. SKA, con sus propiedades sin precedente, introduce la posibilidad de realizar escaneados de todo el cielo que nos permitirían obtener, como subproducto, un censo muy completo de supernovas de colapso nuclear en el universo local. Recordemos que nuestra estrategia se basa en el uso comensalístico de tiempo del SKA que se prevé adjudicar para realizar grandes cartografiados (≥ 1000 grados²). Es decir, no se necesita ningún tiempo específico para este proyecto: la búsqueda es ciega, usando las observaciones que otros realicen para obtener otros objetivos científicos.

Nos preguntamos ahora qué estrategia se puede seguir para obtener este censo de supernovas de colapso nuclear con los instrumentos que SKA proporciona (Pérez-Torres et al. 2015 [7]). Necesitaríamos una buena resolución angular ($\lesssim 1.5$ segundos de arco) y un gran campo de visión lo cual nos garantizaría una identificación correcta de las fuentes de emisión y un número potencial de supernovas detectadas muy alto. El instrumento de la primera fase de (SKA1) que mejor se adapta a los requerimientos es SKA1-MID. Este puede observar en un rango de frecuencias que va desde los 350 MHz hasta los 14 GHz. Sus propiedades hacen que a 1.7 GHz, su frecuencia de referencia, consiga una resolución angular de unos 0.25 segundos de arco y una sensibilidad de $1.14 \mu Jy/b$ después de una hora, para un área efectiva de $33000 m^2$ y un ancho de banda de 770 MHz. Dado que estará compuesto por antenas de unos 15 m, el campo de visión será de unos 0.5 grados² a 1.7 GHz.

Dados los datos de SKA1-MID, supongamos entonces que observamos el cielo con él alrededor de 2000 horas en su primer año, a 1.7 GHz con ancho de 770 MHz. Si dedicamos una hora de observación a cada campo de visión, significará que cubrimos un área de unos 1000 grados² en ese año, y como hemos dicho, en una hora la sensibilidad (rms) es de 1.14 $\mu\text{Jy}/\text{b}$. Sin embargo, para nuestro propósito es necesario repartir el tiempo de observación durante el año en cada campo de visión para poder confirmar la variabilidad de la fuente y, en base a la evolución de su luminosidad y de su espectro, confirmar que es una supernova de colapso nuclear. Repartiremos el tiempo de observación de cada campo de visión en 5, lo cual dejará intervalos de 12 minutos con una visita cada 90 días para cada uno, con esta elección, intentamos captar el máximo número de eventos posibles, dado que si visitáramos una sola vez al año cada campo de visión podríamos perder eventos cuya emisión ya ha decaído.

El rms de la sensibilidad en cada una de las 5 visitas será de 2.55 $\mu\text{Jy}/\text{b}$, nosotros estableceremos como límite de detección 5 veces el valor del rms, dado que a los niveles tan bajos de sensibilidad que se mueve SKA, puede haber muchas fuentes artificiales que pueden ser contabilizadas, resultando en una alta fracción de detecciones erróneas. Como veremos, estos datos serán de gran importancia en los cálculos posteriores y los utilizaremos para realizar nuestras predicciones.

2. Predicción de la tasa de Supernovas observadas

Nuestro objetivo es conseguir el número de supernovas de colapso nuclear detectadas por año y grado² en función de z o parámetro de redshift, el cual se define como la diferencia relativa entre las longitudes de onda observadas y emitidas de un objeto:

$$z = \frac{\lambda_{ob} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} \quad (5)$$

Para realizar nuestra predicción vamos a basarnos en (Lien et al. 2011 [9]) aunque en dicha referencia solo aparecen unas pequeñas pinceladas del proceso, que hemos tenido que reconstruir introduciendo además algunos cambios.

Así pues, establecemos el número de supernovas de colapso nuclear detectadas por año y grado² en función de z como:

$$\Gamma_{detect}(z) = f_{survey}(z)f_{type}\Gamma_{SN}(z). \quad (6)$$

donde Γ_{SN} es el número real de supernovas de colapso nuclear por año y grado² en función de z, pero queda alterado por los dos factores $f_{survey}(z)$ y f_{type} , que desarrollaremos más tarde. Ahora, vamos a centrarnos en conseguir una expresión para Γ_{SN} .

2.1. Cálculo de Γ_{SN}

Podemos definir Γ_{SN} como:

$$\Gamma_{SN} = \frac{dN_{SN}}{dt_{obs} d\Omega dz} \quad (7)$$

Expresión que podemos transformar si introducimos la densidad volumétrica de supernovas de colapso nuclear, R_{SN} , que queda definida como:

$$R_{SN} = \frac{dN_{SN}}{dV_{com} dt_{em}} \quad (8)$$

con unidades de $1/(Mpc^3.yr)$ donde V_{com} representa al volumen comóvil. Así pues introduciendo (8) en (7) obtenemos:

$$\Gamma_{SN} = \frac{dN_{SN}}{dt_{obs} d\Omega dz} = \frac{dN_{SN}}{dV_{com} dt_{em}} \frac{dt_{em}}{dt_{obs}} \frac{dV_{com}}{d\Omega dz} \quad (9)$$

Y así tenemos la siguiente relación entre Γ_{SN} y R_{SN} :

$$\Gamma_{SN} = R_{SN} \frac{dt_{em}}{dt_{obs}} \frac{dV_{com}}{d\Omega dz} \quad (10)$$

De acuerdo a la definición de z, podemos establecer que:

$$\frac{dt_{em}}{dt_{obs}} = \frac{1}{1+z} \quad (11)$$

También, si tenemos en cuenta que el elemento de volumen comóvil es:

$$dV_{com} = r_{com}^2 dr_{com} d\Omega \quad (12)$$

podemos dar una expresión definitiva para la relación entre Γ_{SN} y R_{SN} :

$$\Gamma_{SN} = R_{SN} \frac{1}{1+z} r_{com}^2 \frac{dr_{com}}{dz} \quad (13)$$

la cual vamos a estudiar por partes. Podemos encontrar esta expresión que hemos obtenido en (Lien et al. 2011 [11]).

2.1.1. Cálculo de R_{SN}

Dado que las supernovas de colapso nuclear provienen de estrellas masivas de corta vida, (Lien et al. 2011 [11]) y (Madau et al. 1998 [10]) postulan que existe una relación entre R_{SN} y la tasa de formación estelar de estrellas masivas en cada momento, $\dot{\rho}_*$. El argumento es que las estrellas masivas ($M > 8M_\odot$) evolucionan rápidamente (~ 50 Myr) pasando por todas sus distintas fases de fusión nuclear hasta acabar como supernovas de colapso nuclear, por ello, sabiendo la función de masa inicial, podemos relacionar ambas magnitudes.

La función de masa inicial fue desarrollada por Salpeter en (Salpeter 1955 [12]). Define una función $\psi(M)$ tal que:

$$dN = \psi(M).d(\log_{10}M) \frac{dt}{T_0} \quad (14)$$

donde dN es el número de estrellas que se ha creado en el rango de masa dM , en el intervalo de tiempo dt , por parsec cúbico. T_0 es la edad del sistema en estudio.

Salpeter obtiene la siguiente expresión para $\psi(M)$:

$$\psi(M) \sim 0,03 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1,35} \quad (15)$$

Operando con (14) llegamos a:

$$\frac{dN}{dM} = \psi(M) \frac{1}{M} \log_{10}e \frac{dt}{T_0} \quad (16)$$

y si usamos la expresión de $\psi(M)$, considerando como intervalo de tiempo la edad del sistema $dt=T_0$ obtendremos que:

$$\frac{dN}{dM} = cte.M^{-2,35} = \phi(m) \quad (17)$$

donde $m=M/M_\odot$. Ahora podremos obtener N como:

$$N = \int_{m_2}^{m_1} \phi(m).dm \quad (18)$$

Con la introducción de la función inicial de masa de Salpeter, podemos calcular la relación entre R_{SN} y $\dot{\rho}_*$ como:

$$R_{SN} = \dot{\rho}_* \frac{\int_8^{50} \phi(m) dm}{\int_{0,1}^{100} m \phi(m) dm} = \dot{\rho}_* \frac{X_{SN}}{\langle M \rangle} \quad (19)$$

que es la fracción del total de estrellas que serán supernovas, considerando también la masa media para mantener las dimensiones, dado que las unidades de $\dot{\rho}_*$ son de $M_\odot / (\text{Mpc}^3 \cdot \text{yr.})$ (Horiuchi et al. 2009 [13])

Realizando el cociente de integrales acabamos obteniendo:

$$R_{SN} = \dot{\rho}_* \frac{0,007}{M_\odot} \quad (20)$$

Ahora, lo único que nos falta para terminar el cálculo de R_{SN} es obtener la forma explícita de $\dot{\rho}_*$, la cual se trata de un ajuste, para el cual los autores se basaron en multitud de datos diferentes de distintos instrumentos. Este fue llevado a cabo por (Horiuchi et al. 2009 [13]) y (Hopkins et al. 2006 [21]) y nos da $\dot{\rho}_*$ en función de z .

$$\dot{\rho}_*(z) = 0,0178 \left[(1+z)^{-34} + \left(\frac{1+z}{5160,63662} \right)^3 + \left(\frac{1+z}{9,0663376} \right)^{35} \right]^{\frac{-1}{10}} \quad (21)$$

Podemos expresar ahora $\Gamma_{SN}(z)$ como:

$$\Gamma_{SN}(z) = 0,007 \frac{\dot{\rho}_*(z)}{M_\odot} \frac{r_{com}^2}{1+z} \frac{dr_{com}}{dz} \quad (22)$$

con $\dot{\rho}_*(z)$ conocida. Ahora sólo nos falta calcular la otra parte de la ecuación dependiente de z , la distancia comóvil. Podemos ver la curva de $\dot{\rho}_*(z)$ en la figura 5.

2.1.2. Distancia Comóvil

Como sabemos, en Cosmología hay muchos modos de especificar la distancia entre dos puntos. La distancia comóvil es la distancia que sería medida en el momento de la observación entre dos puntos, dividida por el factor de escala del universo. Este relaciona las distintas edades que el universo tiene en el punto de observación y el punto observado. Por tanto, al tener en cuenta la expansión del universo, la distancia comóvil no cambia con el tiempo.

Vamos a dar una expresión para la distancia comóvil, pero en primer lugar tenemos en cuenta la definición de la constante de Hubble en función de z :

$$H(z) = H_0 E(z) \quad (23)$$

donde $E(z)$ es el parámetro adimensional de Hubble:

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_k (1+z^2) + \Omega_\Lambda} \quad (24)$$

Ω_M representa la densidad de materia, Ω_Λ la de energía oscura y Ω_k la de curvatura. Dado que asumimos un modelo cosmológico Λ_{CDM} , la densidad de curvatura es 0 al

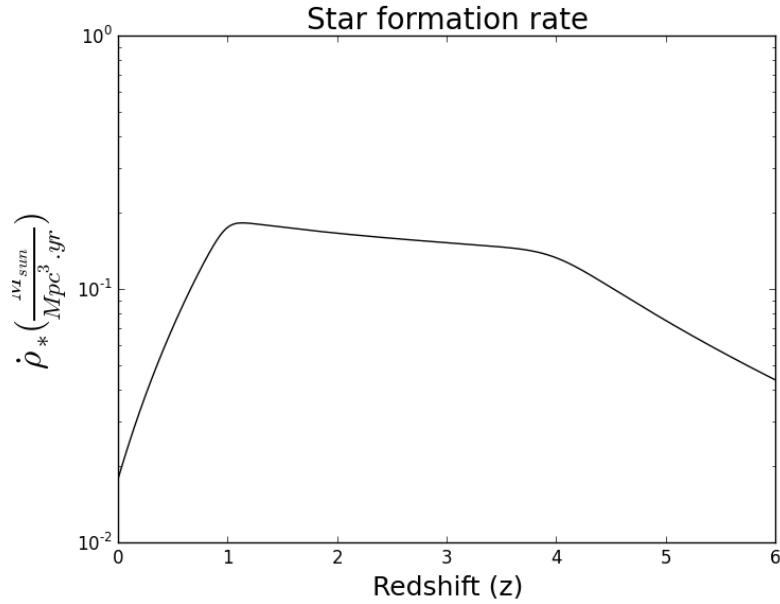


Figura 5: Tasa de formación estelar. Observamos como el pico se encuentra aproximadamente en $z \sim 1$, para luego decrecer moderadamente y bruscamente a partir de $z \sim 4$. Los datos tomados proceden de observaciones en UV de SDSS, GALEX y COMBO17; en el infrarrojo lejano (FIR) de Spitzer; en el óptico de Hubble (Campo profundo) así como de otros aportes (LBG, H α)

considerar el universo plano con curvatura nula y el resto de valores serán los conocidos $\Omega_M = 0.266$ y $\Omega_\Lambda = 0.732$ gracias a medidas como las de la sonda Planck.

Con estas consideraciones, podemos dar la expresión de la distancia comóvil:

$$r_{com}(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (25)$$

donde c y H_0 son la velocidad de la luz y la constante de Hubble local respectivamente.

Conocida la expresión de la distancia comóvil podemos expresar:

$$\frac{dr_{com}}{dz} = \frac{c}{H_0 E(z)} = \frac{c}{H(z)} \quad (26)$$

quedándonos la expresión de $\Gamma_{SN}(z)$ definitivamente como:

$$\Gamma_{SN}(z) = 0,007 \frac{\dot{\rho}_*(z)}{M_\odot} \frac{r_{com}^2(z)}{1+z} \frac{c}{H(z)} \quad (27)$$

Conocemos $r_{com}(z)$ y $H(z)$, pero su cálculo no es trivial. Afortunadamente, la librería astropy.cosmology [15] de python contiene funciones que permiten calcular estas dos magnitudes para cualquier valor de z y de acuerdo a los valores del modelo cosmológico estándar, lo cual nos ha ahorrado un arduo y pesado trabajo de computación.

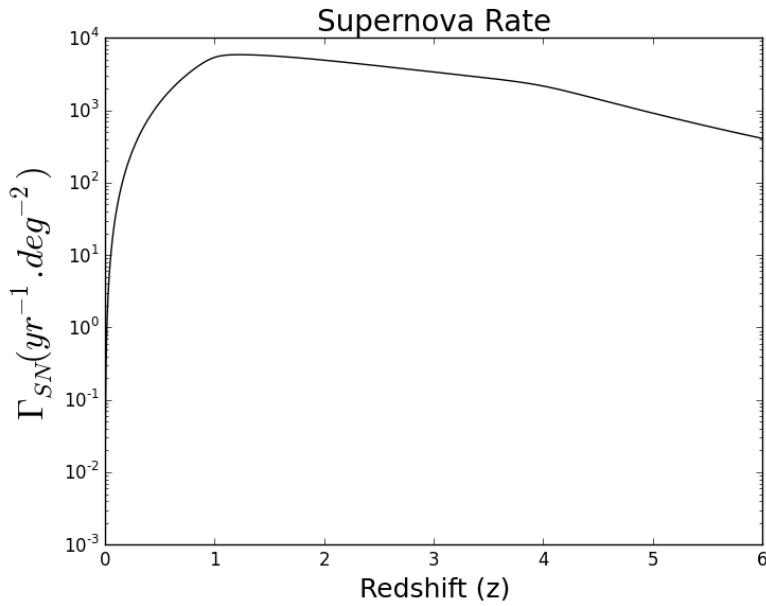


Figura 6: Tasa de Supernovas de Colapso Nuclear. Vemos como los picos se corresponden con la tasa de formación estelar, lo cual es de esperar dada la relación entre ellas.

Ya tenemos una expresión de $\Gamma_{SN}(z)$ que podemos calcular. Como hemos mencionado en anteriores ocasiones, buscamos el número de supernovas en función de z por grado² y año ($N/(yr.deg^2)$). Si hacemos análisis dimensional podemos comprobar que las unidades de nuestra expresión son correctas, pero necesitamos multiplicarla por un factor $1/3282.77$ para pasar de sr a gr². Podemos ver la curva de $\Gamma_{SN}(z)$ en la figura 6.

2.2. Cálculo de $\Gamma_{detect}(z)$

Como hemos mencionado, la tasa real de supernovas no se corresponde con la tasa de detectadas, puesto que hay dos factores que influyen:

$$\Gamma_{detect}(z) = f_{survey}(z) f_{type} \Gamma_{SN}(z). \quad (28)$$

f_{type} es simplemente la fracción del total que representa el tipo de supernova que estemos estudiando, cuyos valores podemos ver en el cuadro 1. f_{survey} es el factor que por el hecho de que los instrumentos tengan una sensibilidad finita, reduce el número de eventos detectados. Su cálculo no es trivial y lo vamos a estudiar a continuación.

2.2.1. Cálculo de f_{survey}

Como hemos dicho, f_{survey} depende de la sensibilidad del instrumento que utilicemos (SKA en nuestro caso). Para un determinado z , la densidad de flujo S_{min}^{peak} medida en una frecuencia de observación ν_{obs} puede ser relacionada con la luminosidad mínima para ser detectada que ha de tener la fuente de emisión L_{min}^{peak} en la frecuencia de emisión ν_{em} por la siguiente expresión:

$$L_{min}^{peak}(z, \nu_{em}) = \frac{4\pi D_L^2(z)}{1+z} S_{min}^{peak}(\nu_{obs}) \quad (29)$$

donde $D_L(z)$ es la distancia de luminosidad, la cual podemos calcular con la librería astropy.cosmology.

$$D_L(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z [\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dz' \quad (30)$$

Así pues, para calcular esta luminosidad mínima tenemos que tener en cuenta la distancia de luminosidad y la densidad de flujo mínima, que viene dada por la sensibilidad de SKA1-MID de 5 veces el valor del rms, $2.55 \mu\text{Jy}/\text{b}$ o de SKA, con un valor 10 veces menor. Tendremos que tener en cuenta también los siguientes factores de conversión entre unidades: $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W/m}^2 \cdot \text{Hz}$, $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg.s}^{-1}$ y $1 \text{ Mpc} = 3.085 \times 10^{22} \text{ m}$.

La estimación de como afecta la sensibilidad a la detección de un tipo de evento concreto depende de lo que conocemos como función de luminosidad. Es por ello que deberemos obtener las funciones de luminosidad para cada tipo de supernova y para el conjunto de todas ellas.

La función de luminosidad de un tipo de supernova concreto, la construimos a partir de una muestra obtenida mediante un registro histórico de supernovas que comprende los datos del pico de luminosidad de cada evento a frecuencia de 5 GHz, que es la frecuencia en la que más supernovas han sido observadas en radio. Nuestra muestra de datos comprende varios registros de todos los tipos de supernova e incluye su luminosidad pico a 5GHz así como la duración de dicho pico de luminosidad, en las figuras 7 y 8 podemos ver dichos datos según tipos de supernova. En la figura 9 podemos ver todos los tipos agrupados. Como podemos ver, hemos juntado las supernovas de tipo Ib a las IIL, dado el escaso número de ambas del que disponemos y que tienen picos de luminosidad parecidos. También hemos hecho lo propio con las Ib y las Ic. Los datos proceden de (Pérez-Torres et al. 2014 [2]) y (Kamble et al. 2014 [8]).

Con los datos de luminosidad de cada supernova, construimos un histograma de 4 espacios con tamaño $\Delta \log_{10}(L)=1$, cuyos puntos ajustamos a una distribución normal de la cual obtenemos la media, la desviación estándar y la ecuación. Podemos ver los resultados en las figuras 10, 11 y 12.

Ahora que hemos visto que las funciones de luminosidad se construyen con datos de luminosidad a 5GHz, debemos encontrar la luminosidad mínima L_{min}^{peak} a 5 GHz, para ello aplicamos correcciones basadas en el espectro de radio:

$$L_{min,5\text{GHz}}^{peak} = L_{min}^{peak} \frac{\int_{5\text{GHz band}} S_{min}^{peak}(\nu_{em}) d\nu_{em}}{\int_{obs \text{ band}} S_{min}^{peak}[(1+z)\nu_{obs}] d\nu_{obs}} \quad (31)$$

Para calcular esta expresión de forma explícita, recordamos la expresión (4) que nos da la densidad de flujo de emisión en radio de las supernovas de colapso nuclear. Sustituyendo por dicha expresión y teniendo en cuenta que la única parte que no se cancela entre numerador y denominador es la de la frecuencia, obtenemos:

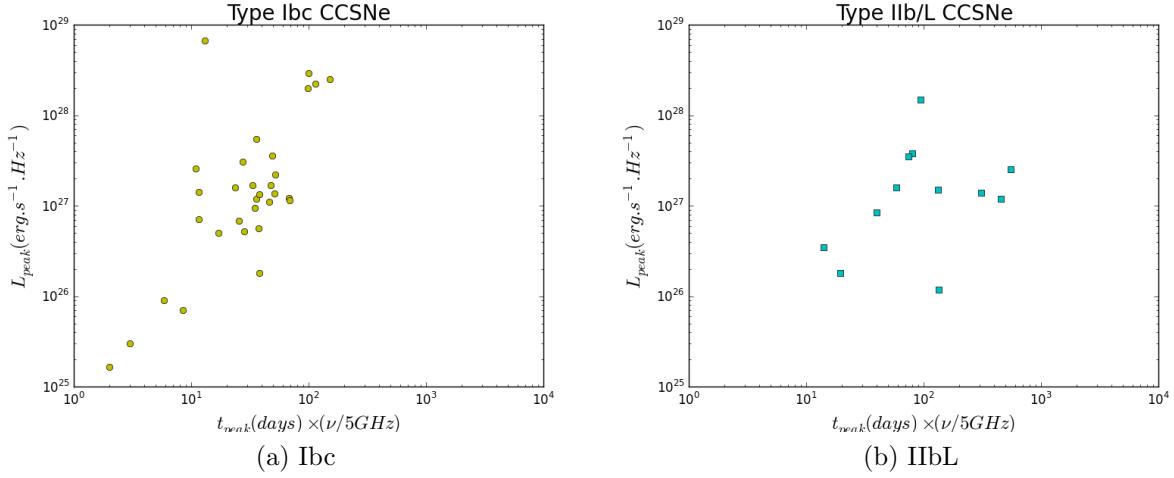


Figura 7: Pico de luminosidad en radio vs. tiempo al pico para supernovas de tipo Ibc (izquierda) y IIb/L (derecha). Nótese, en particular en la figura izquierda, cómo hay una clara correlación entre el tiempo que le lleva a una supernova llegar al pico de luminosidad y la luminosidad del mismo.

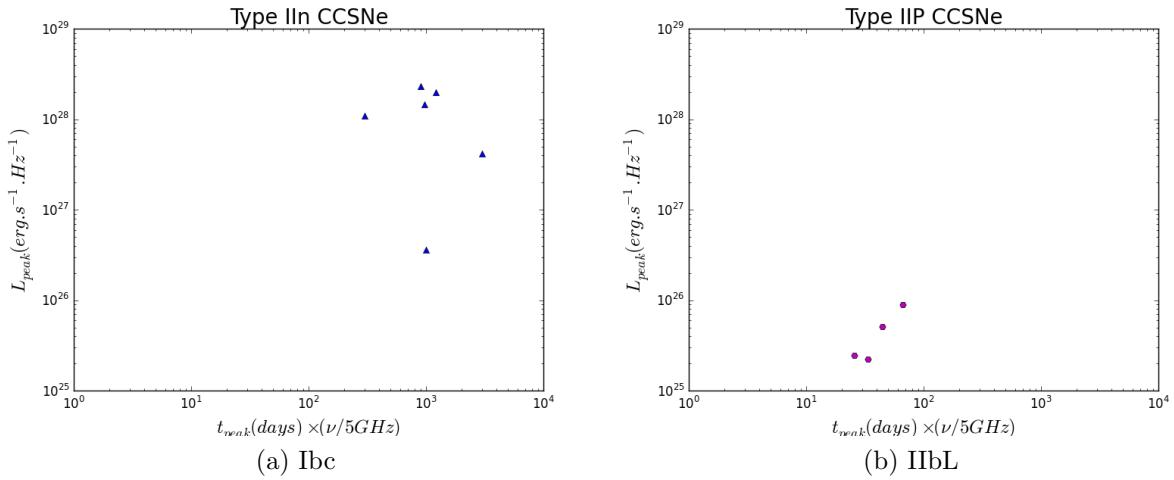


Figura 8: Pico de luminosidad en radio vs. tiempo al pico para supernovas de tipo IIn (izquierda) y IIP (derecha). Vemos como existe la misma correlación, sobre todo en la figura derecha

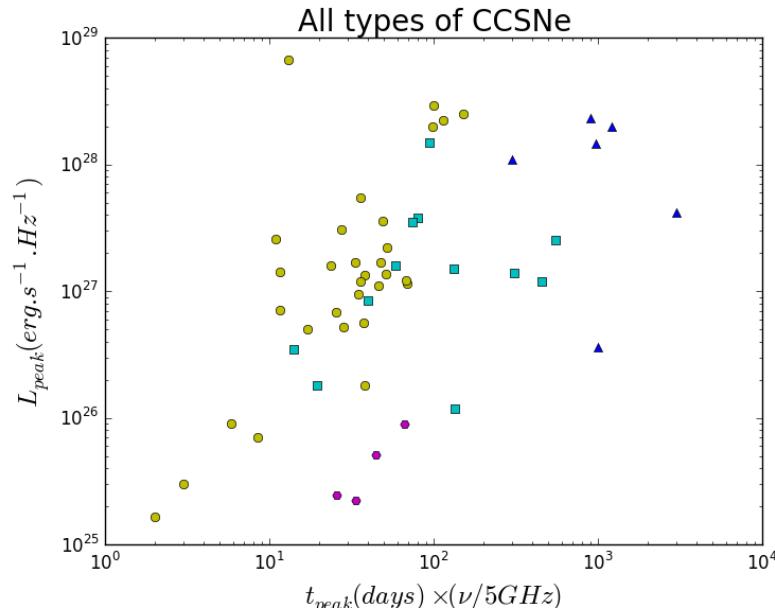


Figura 9: Pico de luminosidad en radio vs. tiempo al pico para todos los tipos de supernova. Podemos comparar en esta figura las características de luminosidad de todas

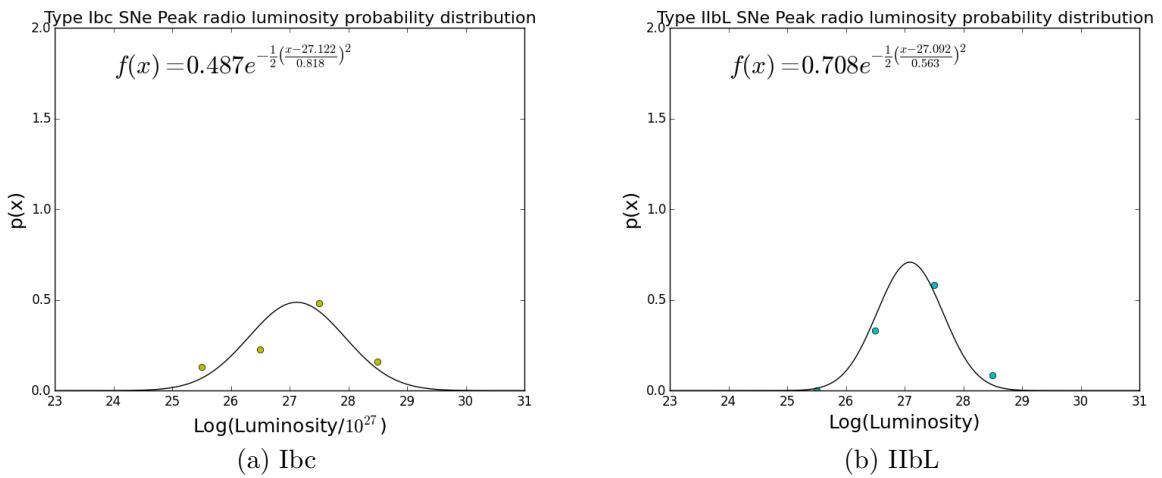


Figura 10: Funciones de luminosidad de las supernovas de tipo Ibc y IIbL. Tenemos datos que ajustan muy bien a una distribución normal

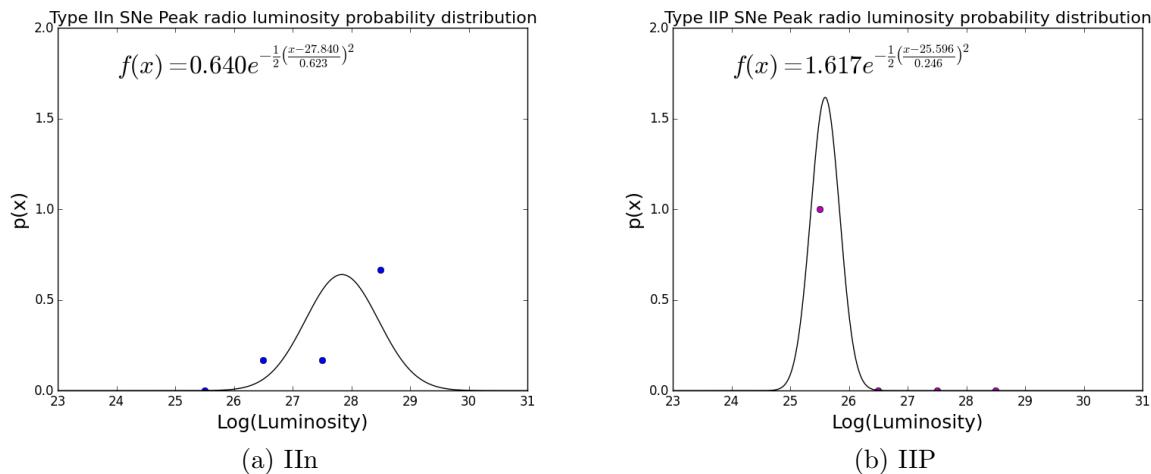


Figura 11: Funciones de luminosidad de las supernovas de tipo IIn y IIP. El ajuste es peor que en los otros tipos, sobre todo en el caso de las supernovas de tipo IIP, debido a la pobre estadística de la que disponemos

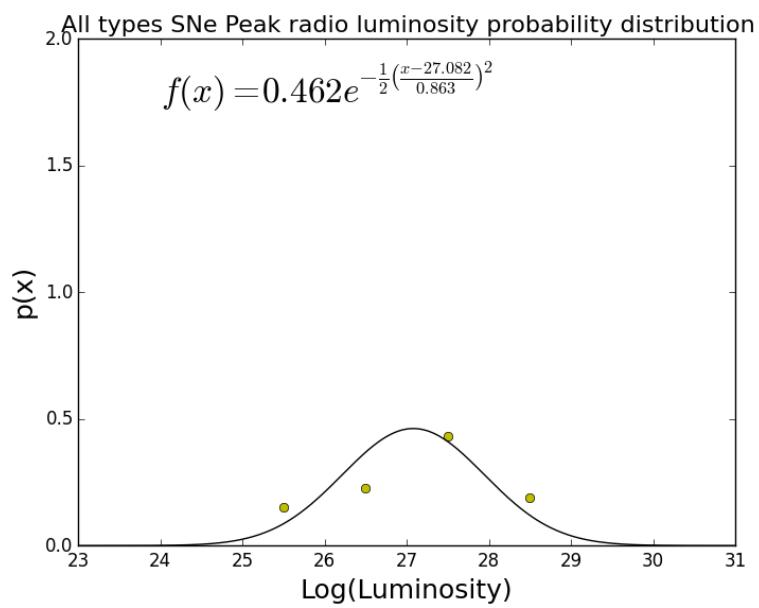


Figura 12: Función de luminosidad de todas las supernovas de colapso nuclear. Al considerar todos los tipos de supernova el ajuste es muy bueno

$$L_{min,5GHz}^{peak} = L_{min}^{peak} \frac{\int_{5GHz\ band} \nu_{em}^{\alpha} d\nu_{em}}{\int_{obs\ band} (1+z)^{\alpha} \nu_{obs}^{\alpha} d\nu_{obs}} \quad (32)$$

Si tenemos en cuenta que la banda de 5GHz tiene 1GHz de ancho de banda y que la banda de observación es la de SKA1-MID, de 1.7 GHz con 770 MHz de ancho de banda:

$$L_{min,5GHz}^{peak} = \frac{L_{min}^{peak}}{(1+z)^{\alpha}} \frac{5,5GHz^{(\alpha+1)} - 4,5GHz^{(\alpha+1)}}{2,085GHz^{(\alpha+1)} - 1,315GHz^{(\alpha+1)}} \quad (33)$$

Utilizaremos esta expresión, (que cambiará según α para cada tipo de supernova) para calcular la luminosidad mínima a 5GHz para cada valor de z, con lo que $f_{survey}(z)$ podrá ser calculada como:

$$f_{survey}(z) = \int_{logL_{min,5GHz}^{peak}} \phi_{5GHz}(\log_{10}L) d\log_{10}L \quad (34)$$

Lo cual, en la función de luminosidad, no es mas que el cálculo del área que queda a la derecha del valor límite de luminosidad, es decir, la fracción de luminosidades que son detectables a un determinado z.

Resumiendo, dada la sensibilidad mínima y teniendo en cuenta la distancia de luminosidad, calculamos la luminosidad mínima que debe tener una supernova para ser detectada a cada z, la transformamos a 5GHz y con ese valor, calculamos que fracción de la función de luminosidad es accesible para cada z. Con todo esto y los datos de los que disponemos, estamos ya en disposición de calcular las predicciones de la tasa de supernovas detectadas.

2.3. Resultados

Recordemos que hemos conseguido la expresión que nos da el número de supernovas detectadas para cada z por grado² y año, que con las especificaciones técnicas de SKA nos va a permitir calcularlo para cada tipo de supernova de colapso nuclear así como para todas en conjunto.

$$\Gamma_{detect}(z) = f_{survey}(z) f_{type} \Gamma_{SN}(z). \quad (35)$$

Podemos ver los resultados de cada tipo de supernova para SKA1-MID y SKA en las figuras 13,14,15 y 16. Si integramos las áreas podemos averiguar el número de supernovas de cada tipo detectadas para todo el rango de z por año y grado².

Por último, podemos calcular el número total de supernovas de colapso nuclear detectadas sin distinción de tipo, los vemos en las figuras 17 y 18. Además, en el cuadro 2 exponemos todos los resultados finales de la predicción del número de supernovas por año y grado² que hemos obtenido.

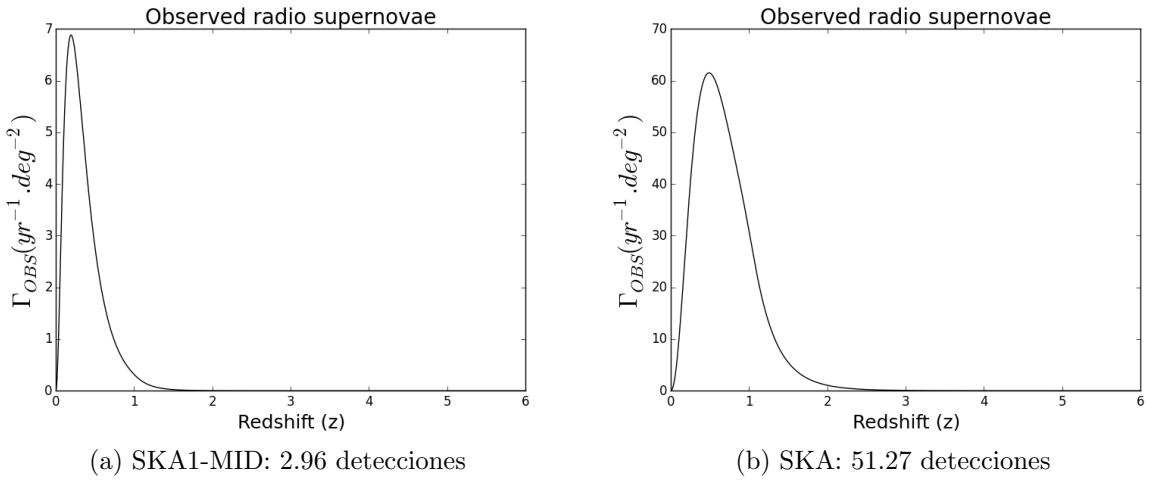


Figura 13: Predicción del número de detecciones para las supernovas de tipo Ibc, a pesar de la alta sensibilidad de SKA podemos llegar tan sólo hasta $z \sim 2$

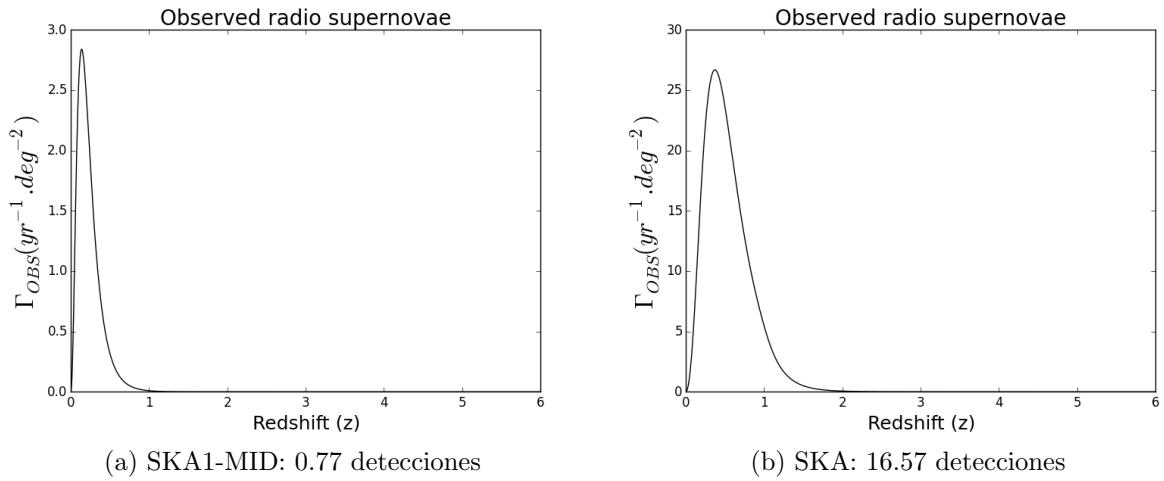


Figura 14: Predicción del número de detecciones para las supernovas de tipo IIbL, debido a su luminosidad menor llegamos hasta $z \sim 1.5$

Cuadro 2: Resultados finales de la predicción

Tipo de Supernova	$N/(yr.deg^2)(SKA1-MID)$	$N/(yr.deg^2)(SKA)$
Ib/c	2.96	51.27
IIbL	0.77	16.57
IIn	1.30	19.59
IIP	0.002	0.085
Todas	27.71	336.25

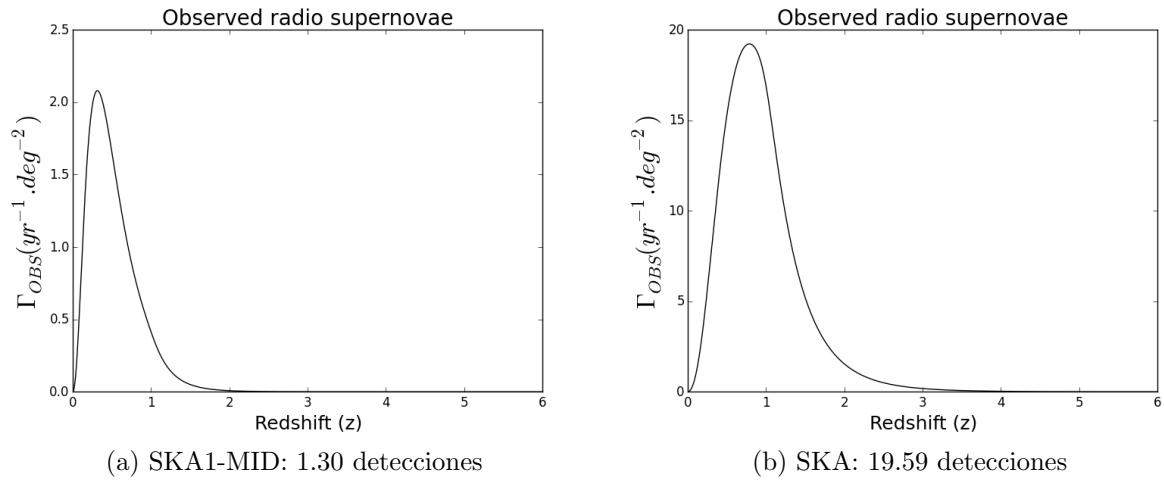


Figura 15: Predicción del número de detecciones para las supernovas de tipo IIn, dada la alta luminosidad de este tipo de supernovas podemos llegar a detecciones en $z \sim 3$

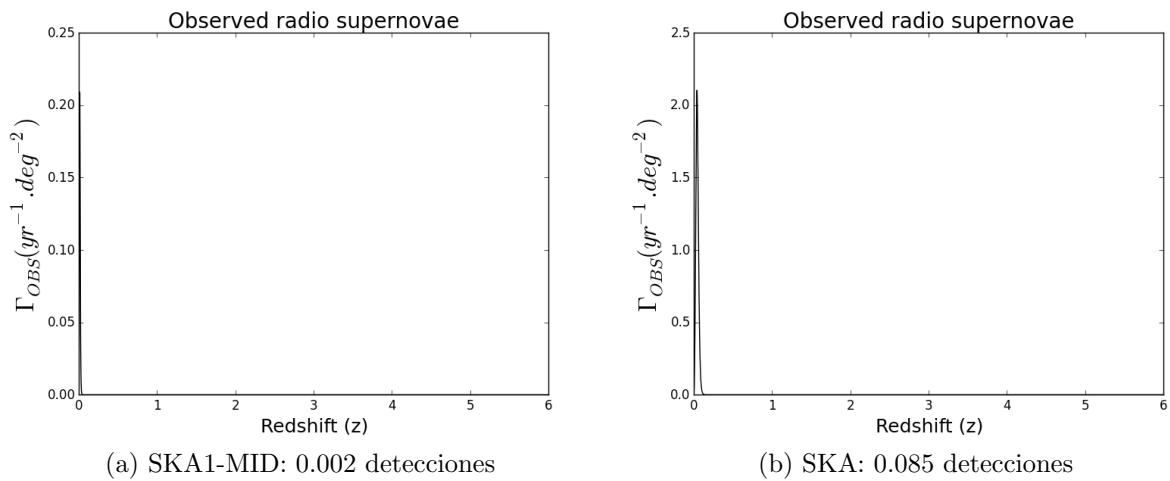


Figura 16: Predicción del número de detecciones para las supernovas de tipo IIP, dada la pobre estadística y la baja luminosidad, el número de detecciones es prácticamente nulo

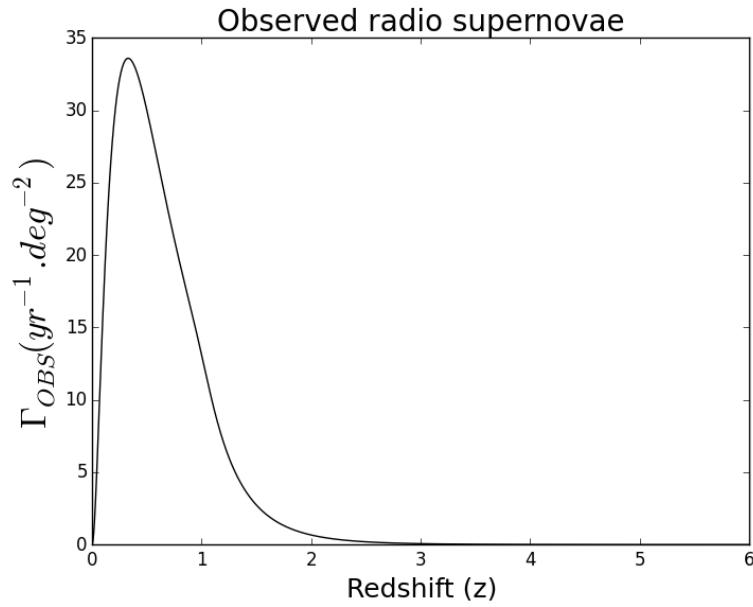


Figura 17: Predicción del número de detecciones para todas las supernovas con SKA1-MID: 27.71 detecciones. Este número es el que cabría esperar al disponer de la primera fase de SKA.

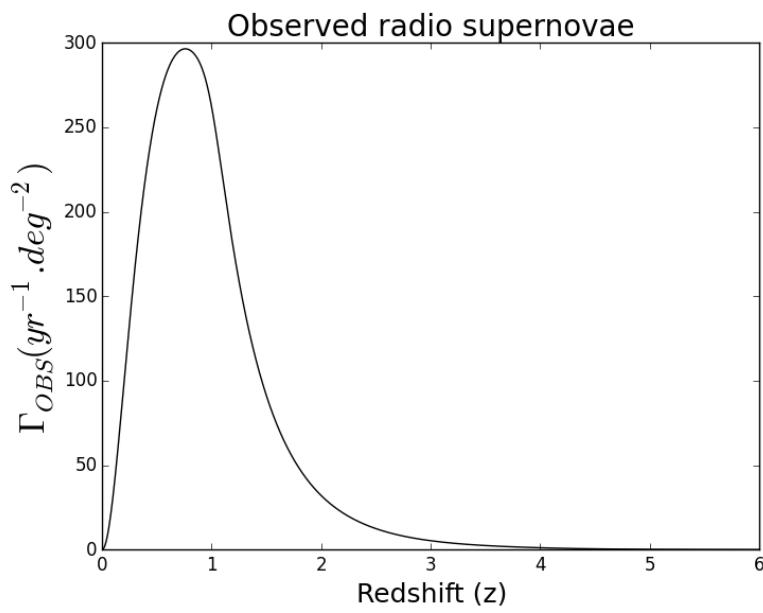


Figura 18: Predicción del número de detecciones para todas las supernovas con SKA: 336.25 detecciones. Este es el número que podríamos tener cuando SKA este plenamente operativo

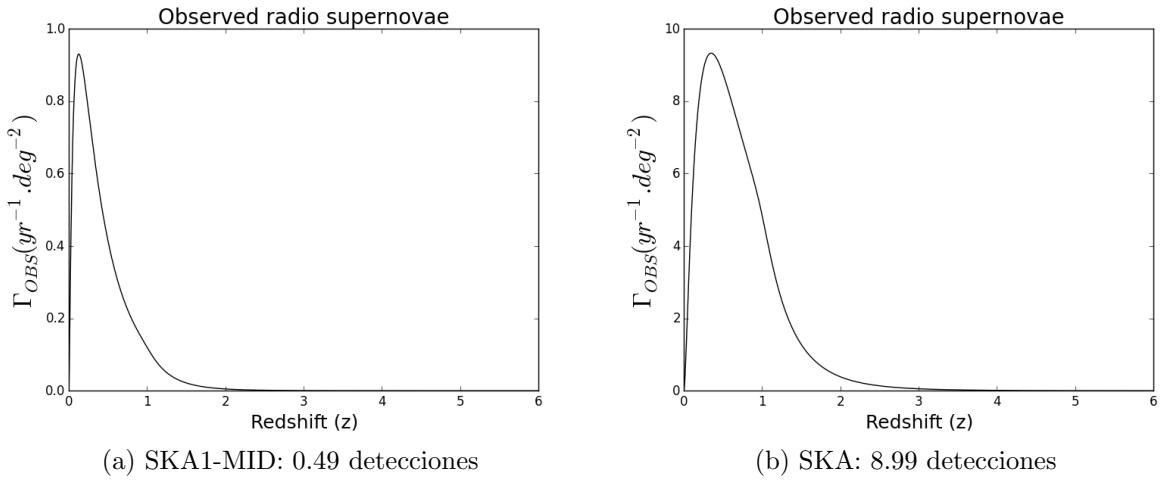


Figura 19: Supernovas de tipo IIP: El número de detecciones mejora al considerar una distribución con una desviación estándar 1, si tuviéramos una estadística más completa podríamos realizar una predicción más fiable

3. Comentarios y Cuestiones

En la sección anterior hemos concluído el objetivo del trabajo, calculando las predicciones de detección de supernovas de colapso nuclear con SKA1-MID y SKA considerando un valor límite de sensibilidad de 5 veces el rms, lo cual nos evita la irrupción de fuentes indeseadas pero a la vez supone un límite muy alto para tipos como las supernovas IIP, que aún siendo las más abundantes con un 55.5 % de representación, tienen la luminosidad más baja de todas. Seguramente en los resultados de las supernovas IIP también influye el hecho de que tenemos muy pocas muestras y muy poco dispersas para nuestra función de luminosidad, lo cual hace que la desviación estándar sea de 0.2, un valor por debajo de lo deseable. Si realizamos los cálculos con una hipotética desviación estándar de 1, obtenemos los siguientes resultados (figura 19), donde vemos como efectivamente, el cambio ha influido en un aumento considerable no solo de supernovas detectadas sino también del redshift al que pueden ser detectadas, pero dicho caso no es realista dado que implicaría luminosidades que pueden no corresponder a las supernovas de tipo IIP. Así que podemos concluir que tenemos una muestra insuficiente de supernovas de tipo IIP lo cual unido con su baja luminosidad, no nos permite extraer conclusiones. Las muestras en los otros tipos de supernovas son más completas y con luminosidades medias mayores, lo cual da resultados más fidedignos. Cabe destacar, que aunque las supernovas IIIn tienen una luminosidad mayor que las Ibc, las segundas son mucho más numerosas, pero no hay que olvidar que las IIIn sólo representan un 2.4 % del total, y aún así, son las segundas en número de detecciones.

Como ya hemos dicho a lo largo del trabajo, SKA, con sus propiedades sin precedente revolucionará la detección de supernovas de colapso nuclear; en el cuadro 3 podemos comparar la predicción de SKA1-MID y SKA con respecto a otro instrumento como VLASS (Very Large Array Sky Survey), los resultados aquí mostrados son el total de supernovas

Cuadro 3: Comparación con VLASS. Vemos como las detecciones aumentan en varios órdenes de magnitud.

Tipo de Supernova	N/yr. (VLASS)	N/yr.(SKA1-MID)	N/yr.(SKA)
Ib/c	8	2960	51270
IIbL	1	770	16570
IIIn	11	1300	19590
IIP	0	2	85
Todas	20	27710	336250

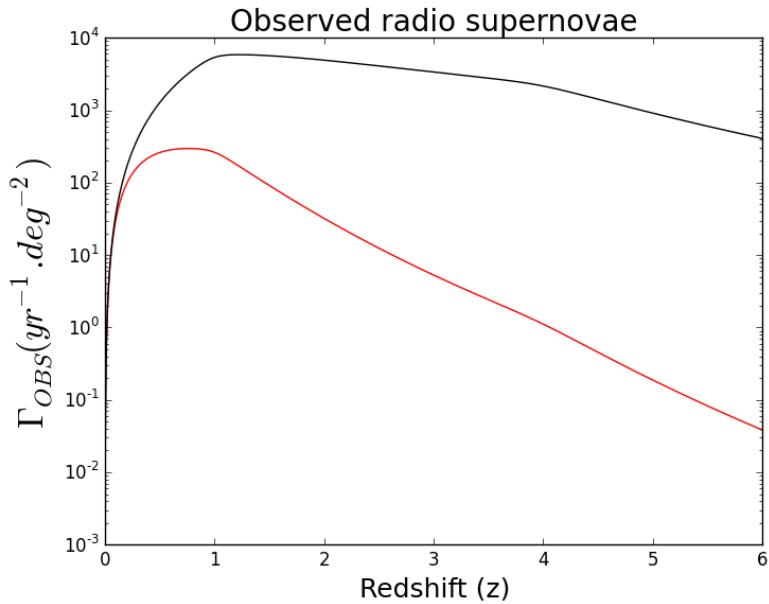


Figura 20: Comparación entre la tasa de supernovas por año y grado² (negro) y la tasa de supernovas observadas por año y grado² (rojo)

por año en todo el cielo, es decir, teniendo en cuenta los 1000 grados² en los que observa. Los datos de VLASS provienen de (Pérez-Torres et al. 2015 [7]).

SKA introduce la posibilidad de realizar escaneados de todo el cielo que nos permitirán obtener un censo muy completo de supernovas de colapso nuclear en el universo local. Para ver como de completo resulta dicho censo, comparamos en la figura 20 la tasa de supernovas por año y grado² y la tasa de supernovas observadas por año y grado². Observamos como hasta $z \sim 0.15$ la coincidencia es plena, pero a partir de allí, vamos perdiendo progresivamente más eventos conforme aumenta z , lo cual resulta lógico dado que f_{survey} , el factor que tiene en cuenta la distancia y la sensibilidad finita de los instrumentos, es cada vez mayor con z , distanciando el número de supernovas reales del de observadas.

Como prueba de que el método que hemos desarrollado es consistente, lo ponemos a prueba imponiéndole las condiciones que ponen en (Lien et al. 2011 [9]) para ver si los

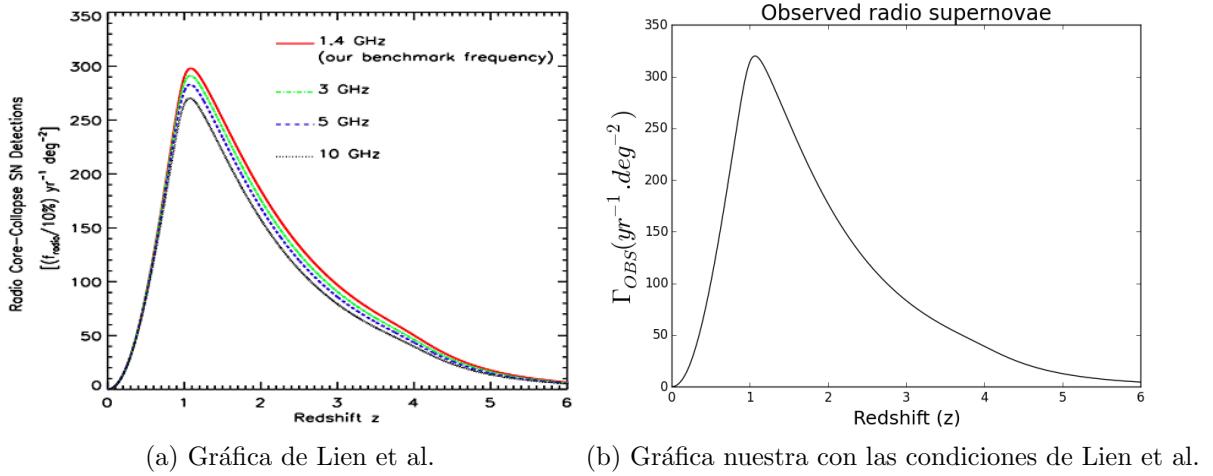


Figura 21: Comparación de los métodos, observamos una coincidencia casi completa

resultados coinciden. El valor mínimo de sensibilidad es igual a 3 veces el rms, que es de 50nJy , la frecuencia de observación es de 1.4 GHz, no se considera el factor f_{type} ya que no se distingue entre tipos de supernova, y se incluye un factor f_{radio} que vale 0.1, ya que se considera que sólo el 10 % de las supernovas de colapso nuclear son emitir en radio, basándose en observaciones de supernovas que después de ser detectadas en óptico, no han podido ser detectadas en radio. En la figura 21 podemos observar la comparación entre el número de supernovas detectadas por año y grado² en función de z según (Lien et al. 2011 [9]) y según nosotros. Cómo podemos ver las gráficas son prácticamente idénticas, aunque la nuestra presenta un pico ligeramente mayor, dicha desviación es muy probable que venga del hecho de que no conocemos la elección que han hecho (Lien et al. 2011 [9]) del parámetro α , cuya variación en una décima hace que varie notablemente el pico.

Sin embargo, los planteamientos de (Lien et al. 2011 [9]) tienen diferencias respecto a los nuestros, ya que consideran un mínimo de sensibilidad de tan sólo 3 veces el rms, que es mucho menor que el nuestro ($50\text{nJy}/b << 12.75\mu\text{Jy}/b$), consideramos que el límite de sensibilidad debe estar en 5 veces el rms para minimizar la detección de fuentes indeseadas. Al integrar para todo z , obtienen valores como 620 supernovas de colapso nuclear por año y grado², frente a las 336 que obtenemos nosotros. Además, acerca del factor f_{radio} , no entendemos el por qué de esa suposición. Nosotros pensamos que todas las supernovas emiten en radio y que si no han sido detectadas, es porque su luminosidad estaba por debajo del umbral de detección, y dicho factor ya está considerado en f_{survey} , con lo cual no tiene sentido considerar ese factor. En principio y de acuerdo a la gran diferencia en las sensibilidades, cabría esperar una diferencia mayor, pero el hecho de que introduzcan el factor f_{radio} lo compensa.

Hemos visto el potencial que tiene SKA para realizar un estudio que culmine con un censo casi completo de supernovas de colapso nuclear. Recordemos que este estudio se puede llevar a cabo sin dedicar un tiempo concreto, aprovechándose de las demás observaciones para otros fines científicos. Es importante mencionar, que hemos hecho las

predicciones de la tasa de supernovas que podrían ser detectadas teniendo en cuenta las observaciones a una sola frecuencia, 1.7 GHz. la elección de esa frecuencia simplemente responde a la necesidad de utilizar una para hacer los cálculos, y dado que esa es la frecuencia de referencia de SKA1-MID, es la que hemos elegido pero no es la única posible, nuestras estimaciones se pueden aplicar a otras, de hecho SKA observará en diferentes frecuencias que también nos sirven para detectar supernovas en radio y complementarán la información.

Nos preguntamos ahora qué nos puede aportar el censo de supernovas de colapso nuclear y que cuestiones se pueden abordar:

- Como hemos visto, la tasa volumétrica de supernovas de colapso nuclear y de formación estelar de estrellas masivas están relacionadas. Actualmente dicha relación no se ajusta a los datos medidos (Horiuchi et al. 2011 [18]), seguramente porque la tasa volumétrica de supernovas de colapso nuclear, al ser estimada a partir de observaciones en el óptico no cuenta con un gran número de ellas que no son detectables en este rango debido a la opacidad del polvo interestelar (Mannucci et al. 2007 [16]; Mattila et al. 2012 [17]). Realizar un censo en radio de supernovas de colapso nuclear nos permitiría conocer el número real y comprobar dicha relación.
- Contar con un gran número de supernovas de colapso nuclear observadas en radio por SKA, teniendo en cuenta su alta sensibilidad, nos permitiría establecer para todos los tipos de supernova de colapso nuclear la relación existente entre la interacción circumstelar y el tipo de supernova, lo cual nos daría valiosa información para caracterizar las estrellas progenitoras y dar tasas de pérdida de masa, entre otras cosas (Chevalier 1998 [19])
- Además, el hecho de disponer de un número tan alto de supernovas observadas, hará que podamos establecer relaciones y clasificar fácilmente el tipo de supernova según su curva de luminosidad en radio, lo cual, nos permitiría en posteriores observaciones conocer el tipo sólo con mirar su curva de luminosidad en radio. Esto será de gran utilidad en sistemas donde las supernovas estén ocultas, como las (U)LIRGs (Galaxias (ultra)luminosas en infrarrojo) donde un descubrimiento óptico o clasificación espectroscópica resultan imposibles (Mattila et al. 2012 [17])
- Podemos estudiar los casos intermedios entre las supernovas de tipo Ibc y los brotes de rayos gamma. Aunque los segundos son mucho más energéticos, hay eventos que no se corresponden claramente a ninguno de los dos, los cuales podrán ser fácilmente detectados y estudiados con SKA. (Gal-Yam et al. 2006 [20])
- El hecho de poder observar las supernovas de colapso nuclear en radio, además de en el óptico como tradicionalmente se ha hecho, permitirá relacionar propiedades observadas en ambos rangos que podrán ser aplicadas en otros casos de estudio.

Referencias

- [1] B. W. Carroll, D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson, segunda edición (2014).
- [2] M. A. Pérez-Torres, A. Alberdi et al. *Core-collapse and Type Ia supernovae with the SKA* Proceedings of Science. (2014). arXiv:1409.1827
- [3] R. A. Chevalier. *The radio and X-ray emission from type II supernovae* ApJ 259, 302 (1982)
- [4] K. W. Weiler, N. Panagia, M. J. Montes, R. A. Sramek. *Radio Emission from Supernovae and Gamma-Ray Bursters* ARA&A 40, 387 (2002)
- [5] C. Romero-Cañizales, R. Herrero-Illana, M. A. Pérez-Torres et al. *The nature of supernovae 2010O and 2010P in Arp 299 - II. Radio emission* MNRAS 440, 1067 (2014)
- [6] J. J. Eldridge, M. Frassler, S. J. Smartt, J. R. Maund, R. M. Crockett. *Core collapse supernovae (type IbC)* MNRAS 436, 774 (2013)
- [7] M. A. Pérez-Torres, L. Verdes-Montenegro, J. C. Guirado, A. Alberdi et al. *The Spanish Square Kilometre Array White Book* (2015) arXiv:1506.03474
- [8] A. Kamble, A. Soderberg, E. Berger et al. *Radio Supernovae in the Local Universe* (2014) arXiv:1401.1221
- [9] A. Lien, N. Chakraborty, B. D. Fields, A. Kemball. *Radio Supernovae in the Great Survey Area* ApJ 740, 23 (2011)
- [10] P. Madau, M. Della Valle, N. Panagia. *On the Evolution of the Cosmic Supernova Rates* MNRAS 297, (1998).
- [11] A. Lien, B. D. Fields. *Cosmic Core-Collapse Supernovae from Upcoming Sky Surveys* JCAP, (2009).
- [12] E. E. Salpeter. *The Luminosity Function and Stellar Evolution* ApJ 121, 16 (1955)
- [13] S. Horiuchi, J. F. Beacom, E. Dwek. *The Difuse Supernova Neutrino Background is detectable in Super-Kamiokande* Phys. Rev. D 79 (2009)
- [14] D. W. Hogg. *Distance measures in cosmology* (2000) arXiv:astro-ph/9905116
- [15] Astropy.Cosmology v1.1.dev 13444: Cosmological Calculations.
- [16] F. Mannucci, M. Della Valle, N. Panagia. *How many supernovae are we missing at high redshift?* MNRAS 377, 1229 (2007).
- [17] S. Mattila, T. Dahlen, A. Efstathiou. *Core-collapse Supernovae Missed by Optical Surveys* ApJ 756,111 (2012).

- [18] S. Horiuchi, J. F. Beacom, C.S. Kochanek et al. *The Cosmic Core-collapse Supernova Rate Does Not Match the Massive-star Formation Rate* ApJ 738, 154 (2011).
- [19] R. A. Chevalier. *Synchrotron Self-Absorption in Radio Supernovae* ApJ 499, 810 (1998)
- [20] A. Gal-Yam, E. O. Ofek, D. Poznanski et al. *Radio and Optical Follow-up Observations of a Uniform Radio Transient Search: Implications for Gamma-Ray Bursts and Supernovae* ApJ 639, 331 (2006).
- [21] A. M. Hopkins, J. F. Beacom *On the Normalisation of the Cosmic Star Formation History* ApJ. 651, 142 (2006)