

Исследование звезд

УДК: 524.1:539.14; 535.375.5

Н.Ж.ТАКИБАЕВ

ВЫНУЖДЕННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ОБОЛОЧЕК НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

КазНУ им. аль-Фараби

Рассмотрены явления генерации вынужденного высокозергичного излучения сверхплотными кристаллическими структурами в оболочках нейтронных звезд, резонансного захвата нейtronов ядрами кристаллической решетки и нелинейного взаимодействия возбужденных состояний ядер решетки.

1. Введение.

Известно, что взаимодействие нейтронов со средними и тяжелыми ядрами имеет резонансный характер в области низких энергий [1]. Эта область простирается от энергий нейтронов порядка нескольких эВ до энергий сотен кэВ. Резонансное рассеяние нейтронов на ядрах имеет, кроме канала упругого рассеяния, неупругие каналы. Наиболее важным из них является канал радиационного захвата нейтрона с испусканием гамма-квантов. Для тяжелых ядер существенным также является канал деления ядер. Описание таких реакций в рамках двух частичных взаимодействий достаточно удовлетворительно описывается оптическими потенциалами, моделями компаунд ядра и в подходе резонансов Брейта-Вигнера [1,2].

Проблемы возникают при описании нейтронных резонансных реакций, происходящих внутри сверхплотных упорядоченных структур в оболочках нейтронных звезд. Особенностью сверхплотных структур, помимо высокой плотности, является ее почти идеальная упорядоченность, обязанная минимизации энергии структуры [3,4]. В таких структурах расстояния между ядрами существенно меньше типично атомных расстояний и составляют, например, несколько сотен или даже несколько десятков ферми. Такие сильно сжатые кристаллы называют кулоновскими, поскольку ядра «оголены», т.е. лишены электронных оболочек, а сами электроны образуют сильно вырожденный электронный ферми-газ.

Так, при плотностях $\rho > 10^6 \text{ g/cm}^3$ атомы сближаются настолько близко, что их электронные оболочки деформируются и разрушаются, и электроны образуют почти идеальный вырожденный ферми-газ, давление которого противостоит мощному давлению гравитационной силы. Ядра атомов, лишенные своих электронных оболочек, также упорядочиваются, образуя наиболее энергетически выгодную кристаллическую структуру. Ядра становятся «вмороженными» в узлы объемно-центрированной кубической решетки, электрическая нейтральность которой в целом обеспечивается «морем» вырожденного электронного ферми-газа [3-5].

Еще одной особенностью сверхплотных структур в оболочках нейтронных звезд является появление в них газа свободных нейтронов, образующихся в результате обратного бета распада протонов, или испарения нейтронов из нейтроноизбыточных ядер [3,5].

Обратный бета распад: $e + p \rightarrow n + \nu$ становится энергетически выгодным, если энергии электронов достаточны для образования нейтронов, а распаду свободных нейтронов препятствует давление вырожденного электронного Ферми-газа в сверхплотной структуре. Таким условиям отвечают плотности $\rho > 1.2 \cdot 10^7 \text{ g/cm}^3$.

Явление испарения нейтронов из нейтроноизбыточных ядер происходит при еще больших плотностях $\rho > 10^{11} \text{ g/cm}^3$. При этом давление нейтронов внутри ядра сравнивается или превосходит давление поверхностных сил. Испарение нейтронов из ядер будет продолжаться, пока

давление внешних нейтронов (т.е. свободных нейтронов вне ядер) не сравняется или будет больше давления внутренних нейтронов.

Компактные звездные объекты, к которым относят нейтронные звезды, белые карлики и черные дыры, считаются заключительным этапом в эволюционной жизни звезд. Однако, их необычное поведение, излучения и особенности остаются до сих пор не разгаданными. Казалось бы, что компактные звезды, исключая черные дыры, должны тихо и спокойно остыивать, поскольку они растратили большую часть своей энергии на предыдущих этапах звездного горения. Но наблюдения отмечают их исключительную и непонятную активность.

В тоже время, можно сказать, что одной из причин, такой активности является резонансное взаимодействие свободных нейтронов с упорядоченной структурой, точнее с группой ядер решетки. Такие взаимодействия описываются в квантовой механике систем, состоящих из трех и большего числа тел [6-8].

Квантовая теория взаимодействия систем малого числа тел дает теоретическое описание и объяснение специфических взаимодействий резонансного типа. Важной особенностью этих резонансов является их сильная зависимость от расстояний между частицами, т.е. ядрами в узлах решетки. Это означает, что взаимодействие нейтронов с кулоновским кристаллом имеет резонансную зависимость от величины постоянной решетки. Чтобы подчеркнуть эту связь с параметрами решетки, такие резонансы были названы структурными нейтронными резонансами [8].

Подчеркнем, что в отличие от других взаимодействий, например, кулоновских или гравитационных, меняющихся почти монотонно с изменением постоянной решетки, нейтронные взаимодействия в решетке дают резонансы лишь при определенных значениях этой постоянной. Отметим, что параметры структурных резонансов существенно меняются для ядер разных элементов и даже их изотопов [7,8].

Для полноты картины, приведем некоторые представления о внутренней структуре нейтронных звезд. Под оболочками находятся мантия, внешняя и внутренняя части коры звезды, состав и свойства которых еще в большие степени вызывают вопросы. Ясно, что с ростом давления и плотности, когда $\rho > 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, расстояния между ядрами уменьшаются вплоть до размеров самих ядер. Далее уже сами ядра разрушаются, т.к. возникают их деформации, слияния, испарение кластеров и т.п. Разрушается и сама сверхплотная кристаллическая структура, и образуется многокомпонентная материя и сильно вырожденный нейтронный ферми-газ. Это, как считается, происходит в области мантии нейтронной звезды и глубже в ее коре. В самой внутренней части коры нейтронной звезды, где давление еще выше $\rho > 10^{15} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, предполагают существование странной материи и кварковых состояний вещества [3-5].

Оставляя в стороне области давлений $\rho < 10^7 \text{ g} / \text{cm}^3$, где существуют атомы и ионы, но еще нет кулоновского кристалла и газа свободных нейтронов, а также области $\rho \geq 10^{14} \text{ g} / \text{cm}^3$, где уже нет, не только атомов, но индивидуальных ядер в их привычном понимании, рассмотрим здесь промежуточную область: $10^7 \text{ g} / \text{cm}^3 < \rho < 10^{14} \text{ g} / \text{cm}^3$, и проведем анализ ряда процессов и характеристик в этой плотной материи.

Отмеченная область давлений соответствует оболочкам нейтронных звезд, в частности, нижним слоям внешней оболочки, а также верхним и средним слоям внутренней оболочки. Рассматриваемая область расположена на глубине от 200 метров до 1 километра от поверхности нейтронной звезды [4,5].

Обозначим основные задачи для изучения и исследования. Рассмотрим процессы возбуждения ядер, фиксированных в узлах плотной кристаллической структуры, и процессы коллективного излучения гамма квантов высоких энергий.

2. Нейтронные структурные резонансы.

В области: $\rho \geq 10^7 \text{ g} / \text{cm}^3$ наиболее важной компонентой вещества будет сильно вырожденный электронный ферми-газ, в котором «вморожены» голые ядра, образующие сверхплотную кристаллическую решетку. Но здесь уже есть газ свободных нейтронов, число которых будет расти с ростом давления, т.е. с глубиной слоя внутри оболочки.

В кристалле будет происходить резонансное рассеяния свободных нейтронов на ядрах решетки. Свойства таких структурных нейтронных резонансов были определены в квантовомеханических задачах трех и большего числа тел [6-8]. Были найдены аналитические решения задачи, и необычные коллективные резонансы, проявление которых возможно только в сверхплотных кристаллических структурах.

Решения такой задачи показали явную зависимость амплитуды от параметров решетки. Была рассмотрена задача рассеяния нейтрона (легкая частица) на ядрах решетки, когда в подсистемах «нейтрон-ядро» доминируют Брэйт-Вигнеровские резонансы. Аналитическая форма решения задачи была получена в приближении Борна-Оппенгеймера и для случая сепарабельных парных t -матриц рассеяния нейтрона на ядре.

Характеристики системы « $n + A$ » описывались парными t -матрицами

$$t_{n,i}(k_0; \vec{k}, \vec{k}') = \bar{\nu}_{n,i}(\vec{k}) \cdot \eta_i(k_0) \cdot \nu_{n,i}(\vec{k}'), \quad i - \text{номер ядра.}$$

В случае резонансов Брэйт-Вигнера возникает связь: $\eta_i^{-1} = (E_0 - E_R + i\Gamma/2)$, где $E_0 = k_0^2/2m$ начальная энергия нейтрона, $E_{R,i}$ и Γ_i – энергия и ширина нейтронного резонанса на ядре номера i , $\nu_i(k) = \sqrt{\Gamma/(4\pi mk)}$ при $E \approx E_R$. Здесь и ниже принимается система единиц $\hbar = 1, c = 1$. Для простоты использована символическая запись $\nu_{n,i}(\vec{k}) = \nu_i(k) \cdot Y_{LM}(\hat{\vec{k}})$.

В рамках данного подхода был определен эффективный потенциал взаимодействия ядер решетки, создаваемый многократным перерассеянием на них нейтрона. Он оказался также резонансно зависящим от расстояний между ядрами. Так, например, в системе « $n + A + A$ » эффективное взаимодействие между ядрами принимает вид:

$$V_n^{ef}(k_0; \vec{r}, \vec{r}') = Const_{ij} \cdot \eta_i(k_0) \cdot M_{ij}(k_0; \vec{r}, \vec{r}') \cdot \eta_j(k_0), \quad (1)$$

$$M_{ij}(k_0; \vec{r}, \vec{r}') = M_{ij}^+(k_0; \vec{r}) \cdot \delta(\vec{r} + \vec{r}') + M_{ij}^-(k_0; \vec{r}) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} M_{i \neq j}^+(\vec{r}) &= \frac{1}{D_{ii}(\vec{r}; k_0)} J_{ij}(\vec{r}; k_0), \\ M_{ii}^-(\vec{r}) &= \frac{1}{D_{ii}(\vec{r}; k_0)} J_{ik}(\vec{r}; k_0) J_{ki}(-\vec{r}; k_0), \end{aligned} \quad (3)$$

где $Const_{ij} = \sqrt{\Gamma_i \Gamma_j} / 4\pi m_n k_0$, и $D_{ij} = 0$, если $j \neq i$, $D_{ii} = 1 - J_{ik}(\vec{r}; k_0) \eta_k J_{ki}(-\vec{r}; k_0) \eta_i$, если $j = i$.

Матрица J_{ij} есть Фурье-образ «Борновского» взаимодействия в системе трех тел:

$$J_{ij}(\vec{r}; k_0) = 2m \int d\vec{k} \exp(i\vec{k}\vec{r}) \frac{\nu_i(\vec{k}) \cdot \nu_j(\vec{k})}{(k_0^2 - k^2 + i0)}, \quad i \neq j. \quad (4)$$

Нули детерминанта матрицы $D_{ii}(k_0 = k_{res}; r = r_{res}) = 0$, расположенные в нижней комплексной полуплоскости k_0 , отвечают резонансным состояниям в « $n + A + A$ » системе. На рис. 1 приведены расчеты величины $V_n^{ef}(d)$ для системы « $n + {}^{57}Fe + {}^{57}Fe$ ».

Оказалось, что межъядерные расстояния r_{res} , на которых возникают указанные нейтронные структурные резонансы, много меньше размера атомов, но существенно больше размера ядер. Так, для $E_R \sim 100 \text{ keV}$, $r_{res} \sim 50 \text{ fm}$, а для $E_R \sim 100 \text{ eV}$, $r_{res} \sim 500 \text{ fm}$, хотя индивидуальные характеристики структурных резонансов и резонансные межъядерные расстояния отличаются друг от друга. Они нелинейно зависят от значений E_R и Γ . Однако, ясно, что такие межъядерные расстояния и сверхплотные структуры не могут быть достигнуты в обычных условиях. Их существование возможно лишь в сверхплотных кристаллических структурах, характерных для оболочек нейтронных звезд и центров белых карликов.

Резонансные упругие перерассеяния нейтронов на ядрах решетки сопровождаются реакциями радиационного захвата нейтронов. Такие реакции также будут иметь резонансный характер, и

также будут зависеть от параметров решетки. Захват нейтрона ведет к возбуждению ядра, изменению массы и перегруппировке состояний.

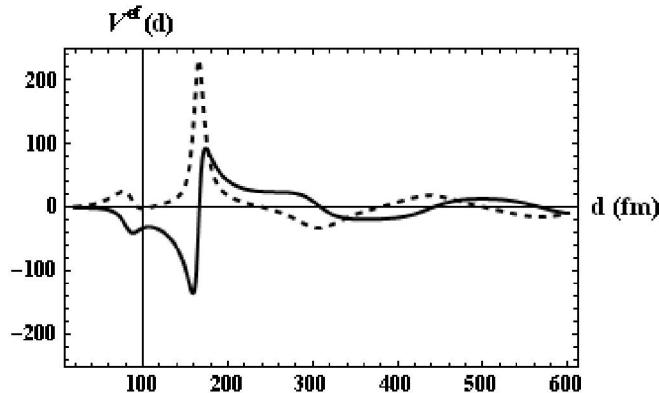


Рис.1. Эффективный потенциал взаимодействия двух ядер решетки, создаваемого резонансным перерассеянием нейтрона на ядрах в системе « $n + {}^{57}Fe + {}^{57}Fe$ ». Сплошная линия – реальная часть потенциала, пунктирная часть – мнимая часть потенциала. Потенциал дан в единицах ферми, d – параметр решетки.

Для подсистемы « $n + {}^{57}Fe$ » в расчет из [1] взяты только два ближайших резонанса с энергиями и ширинаами:

$$E_{res} = 49.93 \text{ keV}, \Gamma = 3.16 \text{ eV}; E_{res} = 52.7 \text{ keV}, \Gamma = 0.24 \text{ eV}, \text{ соответственно}$$

Вопрос излучения и перехода нового нуклида из возбужденного в основное состояние представляет здесь особый интерес. Он связан с нелинейностью процессов вынужденного излучения, формированием мод высокой кратности в решетке, поскольку основная мода излучения будет запрещена либо вырожденным ферми-газом электронов, либо самой решеткой.

Нелинейные эффекты дают результатом генерацию гамма излучения на высоких гармониках. Для этих гармоник, энергия которых будет выше энергии Ферми «моря» вырожденных электронов, а длина волны будет меньше параметра решетки, препятствий для излучения уже не будет.

3. О генерации высших гармоник в нелинейных средах

Приведем примеры нелинейных процессов, известных из современных лабораторных исследований, и теоретическое описание явления [9-12]. Известно, что в обычном случае электромагнитная волна небольшой амплитуды, попадая на диэлектрик, создает суммарный дипольный момент в единице объема (поляризация диэлектрика), пропорциональный амплитуде волны. Далее, дипольный момент рождает вторичную волну той же частоты.

При больших амплитудах электромагнитных волн суммарный дипольный момент будет уже нелинейно зависеть от амплитуды падающей волны. Это приводит к рождению вторичных волн высших гармоник, т.е. имеющих частоты вдвое, втрое и большей кратности.

Так, явление сложение частот света наблюдается в многофотонных процессах взаимодействия лазерного излучения с веществом. При этом поглощаются два или больше квантов электромагнитных волн, а излучается один квант с частотой, равной сумме частот поглощенных квантов. В случае распространения двух волн с различными частотами ω_1 и ω_2 атом поглощает два кванта с этими частотами и затем излучает один квант с частотой $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. При этом возможен и процесс генерации разностной частоты $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$.

Явление сложения частот света используется для получения когерентного излучения в ультрафиолетовой области спектра, где отсутствует лазерное излучение. Явление генерации разностной частоты используется для генерации света в среднем и далёком инфракрасном диапазоне вплоть до миллиметровых длин волн.

Для иллюстрации приведем пример вынужденного рассеяния света в рассеивающей среде [10,12]. Это рассеяние света на индуцированных самой рассеиваемой волной элементарных возбуждениях среды. Ими могут быть возбужденные электронные уровни, оптические и

акустические фононы, магноны, температурные волны и т.д. Вынужденное рассеяние возникает как обратное действие рассеивающей среды, сформированное оптической нелинейностью этой среды.

Следуя работам [10,12], запишем для сильных лазерных полей поляризацию среды P в форме простого разложения (опуская тензорный компоненты восприимчивости и ее временную и пространственную дисперсии):

$$P = \kappa E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (5)$$

где κ – есть линейная диэлектрическая восприимчивость среды, $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ – квадратичная и кубичная восприимчивости. Квадратичная нелинейность определяет в основном трехволновые, т.е. трехчастотные или трехфотонные вынужденные волны. Кубичная нелинейность дает, соответственно, четырехвольновые (четырехчастотные или четырехфотонные вынужденные волны). Таким образом, нелинейная восприимчивость порядка n ведет к появлению $(n+1)$ -волновым взаимодействиям [12].

Так, при распространении в среде с квадратичной нелинейностью плоских волн:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z); \quad E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z), \quad (6)$$

где k_n – волновое число, z – направление распространения волны, возникает нелинейная поляризация:

$$P^{(2)} = \chi^{(2)} E^2 = P_{2\omega_1} + P_{2\omega_2} + P_{\omega_1+\omega_2} + P_{\omega_1-\omega_2} + P_0. \quad (7)$$

где

$$P_{2\omega_n} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} A_n^2 \cos[2(\omega_n t - k_n z)], \quad n = 1, 2 \quad (8)$$

$$P_{\omega_1 \pm \omega_2} = \chi^{(2)} A_1 A_2 \cos[(\omega_1 \pm \omega_2)t - (k_1 \pm k_2)z], \quad (9)$$

$$P_0 = \frac{1}{2} \chi^{(2)} (A_1^2 + A_2^2). \quad (10)$$

P_0 – постоянная поляризация среды, возникающая под действием поля интенсивных волн. Поляризация в (8) на удвоенной частоте и поляризация в (9) на суммарной или разностной частоте дают переизлучение волн на этих частотах. Отметим этой связи, что возбуждения волн на суммарной частоте $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ требует волновой синхронности $k_3 = k_1 + k_2$. Тогда амплитуды волн, излучаемых диполями из разных точек среды, будут складываться и будет происходить пространственное накопление нелинейного эффекта. Трёхчастотные вынужденные волны можно трактовать как когерентные процессы распада или слияния фотонов соответствующих частот [10-12].

Для не центрально-симметричных нелинейных сред в разложении (5) квадратичный член будет отсутствовать. В таких средах возможна генерация лишь четырёхвольновых вынужденных волн. Взаимодействия четырёх волн приводит к большому разнообразию нелинейных эффектов. В таких средах между частотами ω_n и волновыми векторами k_n имеют место соотношения

$$\omega_4 = \pm \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3; \quad k_4 = \pm k_1 \pm k_2 \pm k_3. \quad (11)$$

Нелинейной средой может быть газ, жидкость, твёрдое тело или плазма [10, 12].

В квантовой теории вынужденные волны определяются как результат взаимодействия фотонов накачки с рассеявшимися фотонами [11]. Так, при спонтанном рассеянии вероятность рассеяния фотона в данную моду в единицу времени W_{sp} (с^{-1}) пропорциональна интенсивности I_{inj} ($\text{Вт}/\text{см}^2$) накачки: $W_{sp} = \sigma I_{inj} / M h \nu_{inj}$, где σ (см^2) – сечение рассеяния, а величина $M = (8\pi\nu_\gamma^2 / v_\gamma^3)V\Delta\nu_\gamma$ представляет собой число мод в облучаемом объёме V , ν_γ , $\Delta\nu_\gamma$ – частота и ширина спектральной линии спонтанного рассеяния, v_γ – скорость рассеянного света в нелинейной среде. Полная вероятность спонтанного рассеяния $W_{sp} = M \omega_{sp} = \sigma I_{inj} / h\nu_\gamma$.

Рассеяние становится вынужденным, если в данной моде уже находится $m \geq 1$ рассеявшимся фотонов. В соответствии со статистикой Бозе–Эйнштейна рассеивающийся фотон стремится попасть в ту моду, где уже есть аналогичные фотоны. Это приводит к тому, что вероятность W_{m+1} рассеяния ($m+1$)-го фотона в данную моду (в частности, в данном направлении), где уже имеется m фотонов, будет в $(m+1)$ раз больше вероятности спонтанного рассеяния: $W_{m+1} = (m+1)W_{sp} = W_B + W_{sp}$, где $W_B = mW_{sp}$ – вероятность вынужденного излучения в данную моду.

4. О сжатом состоянии электромагнитного поля

Важным для понимания и решения нашей проблемы является также понятие сжатого состояния электромагнитного поля. Сжатым называют состояние, при котором дисперсии флуктуаций канонически сопряжённых компонент поля являются не равными. Для квантового сжатого состояния дисперсия любой одной канонически сопряжённой компоненты меньше дисперсии в когерентном состоянии. Различают сжатые состояния как квадратурносжатые и состояния с подавленными флуктуациями числа фотонов или фазы.

В квантовой оптике напряжённость одномодового электрического поля описывается оператором

$$\hat{E} = C[\hat{X} \sin(\omega t - kz) + \hat{Y} \cos(\omega t - kz)], \quad (12)$$

где \hat{X} и \hat{Y} – операторы квадратур:

$$\hat{X} = (a + a^\dagger)/2, \quad \hat{Y} = (a - a^\dagger)/2i, \quad (13)$$

$C = \text{const}$, a и a^\dagger – операторы уничтожения и рождения фотона. Операторы квадратур удовлетворяют коммутационным соотношениям: $[\hat{X}, \hat{Y}] = i/2$, а дисперсии $\sigma_X^2 = \langle \Delta \hat{X}^2 \rangle$, $\sigma_Y^2 = \langle \Delta \hat{Y}^2 \rangle$, соотношению неопределённостей – $\sigma_X^2 \sigma_Y^2 \geq 1/16$, $\Delta \hat{X} = \hat{X} - \langle \hat{X} \rangle$, $\langle \hat{X} \rangle = \langle \Psi | \hat{X} | \Psi \rangle$, где $|\Psi\rangle$ есть вектор состояния поля, $\langle \dots \rangle$ есть символ квантовомеханического усреднения.

В когерентном и вакуумном состояниях: $\sigma_X^2 = \sigma_Y^2 = 1/4$. В квантовом сжатом состоянии флуктуации одной из квадратур, например, $\sigma_X^2 < 1/4$, тогда как $\sigma_Y^2 > 1/4$ или наоборот. Поля в сжатых состояниях являются периодически нестационарными [13-15]. При высокой эффективности тока накачки в испускаемые фотоны субпуассоновское состояние накачки переходит в генерируемый свет, т. е. из радиодиапазона в оптический.

В общем случае можно говорить о пространственно-временном сжатии состояний электромагнитного поля [13-15], характеризующем области пространственных и временных частот, в которых квантовые флуктуации подавлены. Например, максимальное сжатие проявляется в интерференционных максимумах. Число интерференционных полос на единицу длины определяет пространственную частоту сжатия.

Суммируя можно сказать, что формирование сжатых состояний представляет собой разбиение интенсивных волн на группу сжатых низкочастотных состояний. Т.е. это будет процессом обратным по отношению к нелинейной генерации высших гармоник электромагнитных волн. И наоборот, группа сжатых состояний, имеющих интенсивное нелинейное взаимодействие между собой, в процессе вынужденного излучения могут сформироваться в исходящую волну очень высокой частоты.

Эффекты нелинейных взаимодействий электромагнитных волн и сжатых состояний возбужденных ядер создают в сверхплотной кристаллической решётке наиболее благоприятные условия для генерации результирующей мощной электромагнитной волны, т.е. гамма кванта, очень высокой энергии.

5. Вынужденное излучение сверхплотной кристаллической структуры.

Определим схему генерации высокоинтенсивного вынужденного излучения сверхплотной кристаллической структурой. Рассмотрим плотности в диапазоне: $\rho \approx 10^7 \div 10^{14} g/cm^3$. При этих плотностях, если кристалл состоит из ядер железа ^{57}Fe , расстояния между ядрами решетки будет равно: при $\rho = 10^7 g/cm^3$, $d = 2635 fm$; при $\rho = 10^{11} g/cm^3$, $d = 122 fm$; и при $\rho = 10^{14} g/cm^3$, $d = 12,2 fm$. Отметим, что для ядер ^{57}Fe «лес» нейтрон-ядерных резонансов расположен в области энергий: $1,6 keV \leq E_n \leq 200 keV$.

Выберем, для определенности, область энергий свободных нейтронов в интервале: $E_n \approx 40 \div 60 keV$. Для подсистемы " $n + ^{57}Fe$ " здесь находится около полутора десятка резонансных пиков, среди которых резонанс с энергией $E_n \approx 49,93 keV$ является достаточно острый и хорошо определенным [1]. Для простоты взят только этот и один соседний пик, и определены параметры резонансов в трехчастичной системе " $n + ^{57}Fe + ^{57}Fe$ ". Расчеты показывают, что резонансы в системе " $n + ^{57}Fe + ^{57}Fe$ " зависят не только от энергии нейтронов, но и от величины $r = d/2$, d – расстояние между ядрами решетки (см. например, рис. 1). Такое же поведение трех частичных резонансов будет и в других случаях, т.е. при расчетах вблизи других " $n + ^{57}Fe$ " пиков.

Двух частичная резонансная реакция имеет неупругий канал: $n + ^{57}Fe \rightarrow ^{58}Fe^* + \gamma$, отвечающий радиационному захвату нейтрона ядром с последующим излучением гамма кванта. В конечном состоянии образуется возбужденное состояние ядра ^{58}Fe . Сброс энергии возбуждения может идти не сразу, а каскадом. Тогда гамма кванты образуют спектр излучения.

В обычных лабораторных условиях возбужденные состояния ядер $^{58}Fe^*$, образующиеся при захвате нейтронов, могут испускать гамма кванты с энергией $E_\gamma < 200 keV$. Их длины волн будут $\lambda_\gamma > 6.2 \cdot 10^3 fm$, а расстояния между ядрами в обычном кристалле будут в сотни раз больше: $R \approx 2.48 \cdot 10^5 fm$. Видно, что для излучения гамма кванта здесь со стороны ядер запрета не будет, т.к. $\lambda_\gamma \ll R$.

Иная ситуация возникает в случае сверхплотного кристалла. Здесь резонансная трехчастичная реакция " $n + ^{57}Fe + ^{57}Fe$ " также приводит к захвату нейтрона с образованием возбужденного ядра $^{58}Fe^*$, но излучение гамма кванта будет уже невозможным, поскольку $\lambda_\gamma \gg d$, т.к. в рассматриваемой области оболочек нейтронных звезд $12 fm < d < 2.6 \cdot 10^3 fm$.

Ситуация в сверхплотных структурах оказывается очень интересной и уникальной:

- расстояния между ядрами сверхплотной решетки оказываются намного меньшими, чем длина волны возбужденных состояний, т.е. в структуре возникает запрет на соответствующие спонтанные гамма излучения от отдельно взятого ядра этой решетки;

- будучи свободным такой гамма квант был бы «размазан» по области соразмерной с его длиной волны, но внутри ядра такой гамма квант оказывается в сжатом состоянии;

- имеется строгая упорядоченность источников излучения, т.е. положения ядер фиксированы в узлах решетки;

- волновые функции сжатых состояний перекрывают очень большое число ядер, которые могут взаимодействовать между собой нелинейно;

- корреляция возбуждений осуществляется как сильным резонансным взаимодействием между ядрами, так и тунNELЛЬНЫМИ переходами, ведущими к перекрытию волновых функций сжатых состояний;

- формирование электромагнитного поля (гамма кванта) высокой кратности стимулируется также и бозе конденсатом квантов возбуждений; и т.п.

Таким образом, упорядоченной системой возбужденных ядер будут генерироваться моды электромагнитных волн высокой кратности, с энергией достаточной для выброса гамма излучения большой энергии (и малой длиной волны) из сверхплотной кристаллической структуры. Пучок таких волн будет распространяться в кристалле вдоль кристаллических осей и, затем, в веществе нейтронной звезды, передавая ей свою энергию.

Как уже отмечалось выше, нелинейные эффекты широко используются в физике интенсивных лазерных источников. Эксперименты в лабораторных условиях показывают на рекордное достижение мод высоких кратностей. Достигнуты кратности мод 2000-го порядка [9,10].

Нелинейность излучения развивается из-за коллективных эффектов в структуре, заселенностью возбужденных уровней ядер, перекрытием и туннельными переходами состояний между соседними ядрами.

Очевидно, что в условиях сверхвысоких плотностей, в частности, в оболочках нейтронных звезд, кратности мод излучений могут быть значительно выше, и гамма лучи достигать энергий порядка ТэВ и более.

REFERENCES

1. Mughabghab S. F., *Atlas of Neutron Resonances*. Elsevier BV, 2006.
2. Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., М., 1971 г.
3. Киржиц Д.А., Труды по теоретической физике. Т. 2, Физматлит, 2001 г.
4. Shapiro S. L., Teukolsky S. A., *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*, Wiley, New York, 1983.
5. Haensel P., Potekhin A.Y., Yakovlev D.G., *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*, New York Springer, 2007.
6. Takabayev N.Zh. // Phys. Atomic Nucl. 2008. V 71. P. 460.
7. Takabayev N.Zh. // EPJ Web Conf. 2010. V 3. P. 05028.
8. Takabayev N.Zh. // Few-Body Syst. 2011. V 50. P. 311.
9. Seres E., Seres J., Spielmann C. // Appl. Phys. Lett. 2006. V 89. P. 181919.
10. Ganeev R. A. // УФН. 2009. V 179. P. 65.
11. Bogolubov N.N.(Jr.), Kozierowski M. et al. // ЭЧАЯ. 1988. V 19. P. 831.
12. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981 г.
13. Benedict M.G. et al., *Superradiance*, Bristol; Philadelphia, 1996.
14. Быков В. П. // УФН. 1991. Т. 161. С. 145.
15. Таиш М. К., Сагз Б. А. // УФН. 1991. Т. 161. С. 101.

H.Ж.Тәкібаев

НЕЙТРОН ЖҰЛДЫЗДАР ҚАБЫҚТАРЫНДАҒЫ КРИСТАЛДЫҚ ҚҰРЫЛЫМДАРДЫҢ МӘЖБҮРЛІ РЕЗОНАНС СӘУЛЕЛЕНУИ

Нейтрон жұлдыздар қабықтарындағы өте тығыз кристалдық құрылымдардың мәжбүрлі резонанс сәулеленуді тудыру, кристалдық тордағы ядролардың нейтронды резонанспен тартып алу және тор ядроларының козу күйіндегі сызықтық емес әрекеттесу құбылыстары карастырылған.

Takabayev N.Zh.

STIMULATED RESONANCE RADIATION OF THE CRYSTAL STRUCTURES IN THE ENVELOPES OF NEUTRON STARS

The phenomena of generation of the stimulated high-energy radiation by the overdense crystal structures in the envelopes of neutron stars, the resonance capture of neutrons by nuclei of the crystal lattice and nonlinear interactions between the excited states of nucleus were considered.