

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra23.03.166>

УДК 52, 524.354

PACS numbers: 97.60.Jd,  
97.60.Gb, 52.38.BvВ. М. КОНТОРОВИЧ<sup>1,2</sup>, И. С. СПЕВАК<sup>3</sup>, В. К. ГАВРИКОВ<sup>1</sup><sup>1</sup> Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Мистецтв, 4, г. Харьков, 61002, Украина  
E-mail: [vkont@rian.kharkov.ua](mailto:vkont@rian.kharkov.ua)<sup>2</sup> Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина<sup>3</sup> Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина

## СВЯЗЬ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА В КРАБЕ С РЕЗОНАНСНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

*Предмет и цель работы: Предметом работы является обсуждение отраженного излучения от поверхности нейтронной звезды. Такое излучение, как было показано ранее С. В. Трофименко и одним из авторов, возникает при отражении излучения релятивистских позитронов, летящих из магнитосферы к звезде в ускоряющем электрическом поле полярного зазора. Это дало объяснение как сдвигу интеримпульса в пульсаре Краба (зеркальное отражение при наклонном магнитном поле), так и появлению дополнительных высокочастотных компонент (дифракция на возбуждаемой падающим излучением периодической структуре), обнаруженных Моффетом и Хэнкинсом. Целью работы является изучение влияния на ВЧ-компоненты резонанса с поверхностной электромагнитной волной.*

*Методы и методология: Поскольку ВЧ-компоненты возникают на тех же частотах, на которых наблюдается сдвиг интеримпульса, считаем, что они являются следствием одного и того же физического процесса. Таким процессом служит отражение от поверхности нейтронной звезды излучения возвратных позитронов. Появление ВЧ-компонент рассматривается как проявление вынужденного рассеяния на поверхностных волнах. Для сравнения приведены данные лабораторных экспериментов по дифракции лазерного излучения на металлической дифракционной решетке, демонстрирующие возникновение яркой приповерхностной волны в условиях резонанса, которая может служить аналогом высокочастотной компоненты в пульсаре Краба.*

*Результаты: При формировании высокочастотных компонент существенны явления типа аномалий Вуда, приводящие к значительному росту инкремента вынужденного рассеяния при резонансе с поверхностной электромагнитной волной. Возбуждаемая в резонансе поверхностная волна, приводит к отраженному комбинационному рассеянию более высоких частот сплошного спектра падающего излучения.*

*Заключение: Излучение пульсара определяется в том числе отражающими свойствами поверхности нейтронной звезды, т. е. ее проводимостью (поверхностным импедансом). Резонанс существенно понижает порог вынужденного рассеяния. Сплошной спектр падающего на поверхность излучения обеспечивает большую ширину ВЧ-компонент.*

*Ключевые слова: нейтронная звезда, пульсар, интеримпульс, высокочастотные компоненты, отражение, вынужденное комбинационное рассеяние, дифракция, аномалии Вуда*

### 1. Введение

Пульсары [1] и нейтронные звезды [2] отметили 50-летие юбилейными международными конференциями в Санкт-Петербурге с подзаголовком “50 лет спустя” и в Кембридже с подзаголовком “Следующие 50 лет”<sup>1</sup>. В материалах этих конференций содержатся обзоры и ссылки на современную ли-

тературу. Ссылки на работы, упоминаемые ниже, содержатся также в предыдущей статье одного из авторов [3]. Во вводной части настоящей статьи мы используем тексты из этой работы.

Нейтронные звезды, как известно, были предсказаны Ландау<sup>2</sup>, связаны со сверхновыми Бааде и Цвикки и через четверть века открыты Дж. Белл, Э. Хьюишем и их коллегами в виде

<sup>1</sup>International Conference Physics of Neutron Stars – 2017. 50 years after. Saint-Petersburg. Pulsar Astrophysics: The Next Fifty Years – IAU Symposium 337. Jodrell Bank Observatory, 2017. См. также юбилейный обзор [25].

<sup>2</sup>Слово “нейтрон” в работе Ландау отсутствует не случайно. Нейтрон был открыт Чедвиком в том же 1932 году, и Ландау мог еще не знать об этом. Для результатов работы специфическая роль нейтрона не столь существенна. В ней была предсказана возможность существования макроскопического атомного ядра, контролируемого гравитацией. См. яркие детали в обзоре [26].

пульсаров. Возникая в результате коллапса при взрыве сверхновой, они обладают сильнейшим магнитным полем  $10^{12}$  Гс, быстрым вращением (с периодом от секунд до миллисекунд) и окутаны “магнитосферой” электрон-позитронных пар, которая в основном вращается коротационно со звездой, но содержит пучок открытых силовых линий над магнитными полюсами, вдоль которых ускоряются частицы и выходит электромагнитное излучение [4]. Ускорение частиц происходит в “зазоре” под областью открытых силовых линий, где имеется сильное ускоряющее электрическое поле, порожденное магнитным полем и вращением. Эта область “полярной шапки” ограничена силовыми линиями магнитного поля, касающимися светового цилиндра, где скорость коротационного вращения становится равной скорости света.

О самой нейтронной звезде [5] известно, что ей соответствует ядерная плотность, сопутствующая реакции нейтронизации  $p + e^- \rightarrow n + \nu$  (здесь  $p$  – протон,  $e^-$  – электрон,  $n$  – нейтрон,  $\nu$  – антинейтрино), что она содержит слои, обладающие сверхтекучестью, а возможно, и сверхпроводимостью. Свойства вещества при таких ядерных плотностях изучены недостаточно, поэтому имеется ряд отличающихся теоретических моделей [6].

О свойствах поверхности известно очень немного. В случае пульсара в Крабе она, по-видимому, имеет твердую кору, подверженную “звездотрясениям”. В силу действия колоссальной силы тяжести поверхность близка к зеркальной, но может содержать регулярную структуру возвышений из-за влияния сильного магнитного (и электрического) поля. В области полярной шапки поверхность может быть существенно возмущена падающим излучением. В этой области верхний слой, разогреваемый ускоренными частицами и излучением, может быть в жидком состоянии (см. ссылки и обсуждение в [4, с. 110; 6]). Мы будем считать, в соответствии с этими работами, что граница напоминает металл с ядрами железа и коллективизированными электронами и обладает высокой проводимостью.

## 2. Отражение от поверхности нейтронной звезды

В основе обсуждаемого механизма радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности лежит идея отражения излучения от поверхности нейт-

ронной звезды [7]. Отражается излучение позитронов, летящих к звезде из магнитосферы. Это отраженное излучение преобладает в сантиметровом диапазоне волн, где наблюдается сдвиг интеримпульса (ИИ) и появление высокочастотных (ВЧ) компонент HFC1 и HFC2 [8, 9] (см. рис. 1). Наблюдаемый сдвиг ИИ рассматривается нами как аргумент в пользу хороших отражающих свойств поверхности. Возвратное движение позитронов возникает в ускоряющем электрическом поле зазора и рассматривалось ранее в связи с нагревом поверхности звезды.

Большинство исследователей склонны считать, что радиоизлучение возникает в глубине магнитосферы или за ее пределами, вблизи “светового цилиндра” [1, 4, 10]. Мы же интересуемся излучением, исходящим из внутреннего зазора над “полярной шапкой”, для чего имеется целый ряд аргументов.

Смещение ИИ объясняется в данной модели зеркальным отражением в наклонном магнитном поле, причем сдвиг ИИ на  $7^\circ$  означает наклон поля на  $3.5^\circ$ , что мы будем использовать ниже.

Хотя данный механизм обнаружил себя в сантиметровом диапазоне длин волн, он является совершенно общим, поскольку падающее излучение от летящих к звезде возвратных позитронов (электронов в случае обратного знака поля)

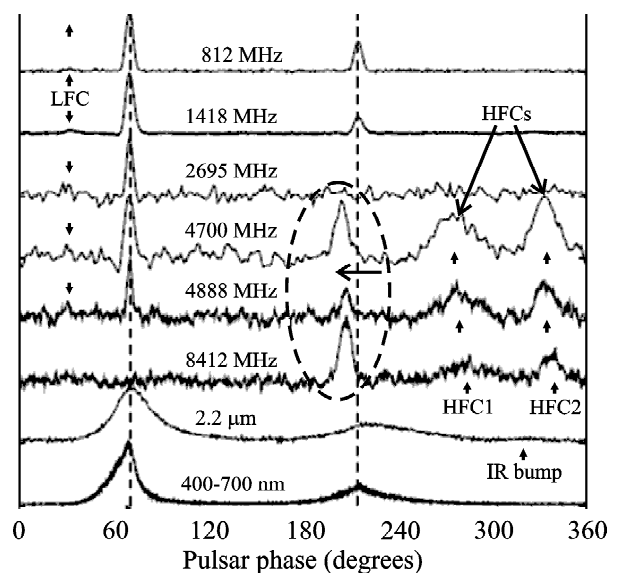


Рис. 1. Данные многочастотных наблюдений излучения пульсара в Крабе из работы Д. Моффета и Т. Хэнкинса [8] (фрагмент). С благодарностью авторам

представляет собой сплошной спектр, перекрывающий весь диапазон, а отражение определяется свойствами поверхности пульсара.

### 3. Радиационное давление и вынужденное комбинационное рассеяние

Возникновение ВЧ-компонент, согласно [3], может быть обусловлено нелинейным отражением, состоящим в дифракции падающего излучения на периодической структуре, возникающей при смешении этого излучения с “материальной” поверхностной волной (МПВ), им же возбуждаемой<sup>3</sup>. Для определенности мы приводим выражения для гравитационных волн на жидкой поверхности.

Возникающая на границе волна “светового давления”, билинейная по амплитудам падающей  $E_0 \propto \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$  и рассеянной  $E_{\pm 1} \propto \exp i \times [(\mathbf{k} \pm \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega \pm \Omega)t]$  комбинационной<sup>4</sup> волн [14, 15],

$$p_{rad} \propto E_0 E_{-1}^* + E_0^* E_1 \propto \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\Omega t), \quad (1)$$

в свою очередь, раскачивает колебания поверхности, приводя к вынужденному рассеянию (ВР). Величины  $\mathbf{q}$  и  $\Omega$  в (1) – волновой вектор и частота возбуждаемой МПВ. При этом считаем, что  $\Omega \ll \omega$ , а волновые векторы  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{q}$  могут быть сравнимы по величине.

Для жидкой среды, решая линейризованные уравнения движения несжимаемой жидкости  $\rho \partial \mathbf{v} / \partial t = -\text{grad} p + \rho \mathbf{g}$  ( $\rho$  – плотность жидкости,  $\mathbf{v}$  – ее скорость,  $p$  – полное давление со вкладом от электромагнитных полей,  $\mathbf{g}$  – (здесь) ускорение свободного падения на поверхности) с учетом сил, действующих со стороны электромагнитных полей с граничными условиями на поверхности при  $z = \zeta$  (см. [16]),

$$p^{\text{II}} - p^{\text{I}} - \alpha \left( \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 \right) \zeta = p_{rad},$$

$$p_{rad} \equiv \Pi_{nn}^{\text{I}} - \Pi_{nn}^{\text{II}}, \quad \partial \zeta / \partial t = v_n,$$

<sup>3</sup> Другая интересная альтернативная точка зрения С. А. Петровой [11] состоит в привлечении индуцированного комптоновского рассеяния в толще магнитосферы.

<sup>4</sup> Комбинационное рассеяние на поверхности рассматривалось в классических работах Мандельштама, Андропова и Леонтовича [12, 13].

где  $p \equiv p' - \rho(\partial \varepsilon / \partial \rho) E^2 / 8\pi$ ,  $\Pi_{nn}$  – нормальная компонента максвелловского тензора напряжений,  $p'$  и  $\alpha$  – гидродинамическое давление в жидкости и коэффициент поверхностного натяжения на ее границе с атмосферой, находим фурье-компоненту прогиба  $\zeta$ , которая выражается через фурье-компоненту светового давления

$$\zeta_{q\Omega} = \frac{|q|(P_{rad})_{q\Omega}}{(\rho^{\text{I}} + \rho^{\text{II}}) [\Omega_0^2(q) - \Omega^2]}, \quad (2)$$

где  $\Omega_0(q)$  – невозмущенный закон дисперсии поверхностных волн, индексы I и II относятся к атмосфере и звезде ( $\rho^{\text{II}} \gg \rho^{\text{I}}$ ). Амплитуда волны давления на частоте  $\Omega$  равна

$$p_{rad} = iq\zeta P \varepsilon^{\text{I}} |E_0^i|^2 / 8\pi, \quad (3)$$

где безразмерное давление  $P$ , приведенное в [3, 14, 15], содержит зависимости от волновых векторов электромагнитных и поверхностных волн. Дисперсионное уравнение для поверхностных волн на облучаемой поверхности находим, учитывая (2) и (3) и включая в него затухание из-за (малой) вязкости  $\nu = \eta / \rho^{\text{II}}$ :

$$\Omega(q) = \pm \Omega_0(q) - 2iq^2 \nu \mp \frac{iq^2 P \varepsilon^{\text{I}} |E_0^i|^2}{16\pi \rho^{\text{II}} \Omega_0(q)}.$$

При интенсивности падающего поля большей пороговой,

$$\varepsilon^{\text{I}} \frac{|E_0^i|^2}{8\pi} > \frac{4\eta \Omega_0(q)}{|\text{Re} P|}, \quad (4)$$

происходит раскачка поверхностных волн и вынужденное комбинационное рассеяние на них. Анализ сводится к исследованию величины  $\text{Re} P$ , пропорциональной световому давлению.

### 4. Влияние резонанса с поверхностной электромагнитной волной

ВР в условиях резонанса с поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) рассматривалось в работе Каца и Маслова [15]. Анализ давления проводился для скользящей волны с  $k_{\pm 1z} = 0$ . Индекс  $\pm 1$  (см. также Приложение А) указывает

на комбинационную (антистоксову или стоксову) волну 1-го порядка с частотой  $\omega \pm \Omega$ . Ниже мы будем рассматривать такие же комбинационные волны, но этот индекс в безразмерных величинах будем опускать. Как следует из общих выражений для комбинационных рассеянных полей, при большом значении  $\varepsilon$  в окрестности скользящей рассеянной волны с  $k_{1z} = 0$  в световом давлении возникают малые знаменатели вида  $(k_{1z} - k/\sqrt{\varepsilon})$ .

Большие  $\varepsilon$  возникают при большой проводимости и являются комплексными величинами. Поэтому удобно пользоваться комплексным поверхностным импедансом  $\xi$  [16], где  $\xi \propto 1/\sqrt{\varepsilon}$ , а  $|\varepsilon| \gg 1$ . Возможное влияние магнитной проницаемости здесь мы не обсуждаем. Высокая проводимость соответствует представлению о границе как о своеобразном металле большой плотности, где ядра железа погружены в электронный газ [5, 6]. Тогда, благодаря малым знаменателям, выражение для светового давления приобретает полюсной вид  $1/(\beta + \xi)$ , где  $\beta = k_{1z}/k$ .

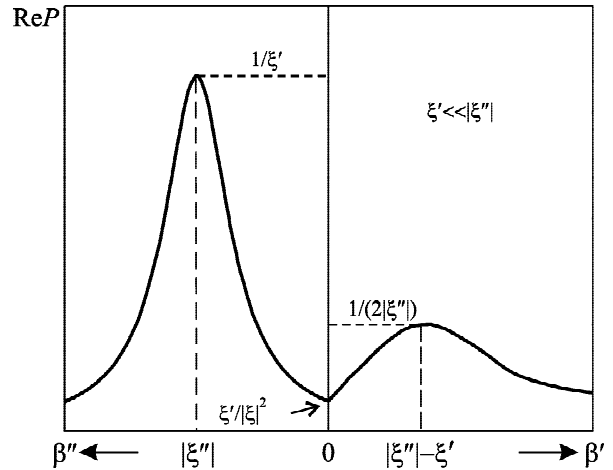
*Рассеяние вперед.* В дальнейшем измеряем все волновые числа в единицах волнового числа падающей волны  $k$ . Тогда  $\beta = \sqrt{1 - (k_x + q)^2}$ . Здесь  $q$  – волновое число МПВ,  $k_x = \sin \theta$ . ВЧ-компонента соответствует возбуждению МПВ со значением (алгебраического) волнового числа  $-q$  и комбинационному рассеянию на ней (см. подробно в [3]). Принципиального отличия от вещественных значений  $\varepsilon$  здесь нет. К объяснению большой ширины компоненты НФС1 мы обратимся ниже.

*Рассеяние назад.* Обозначим в этом случае волновой вектор МПВ через  $\mathbf{g}$ ,

$$\beta = \sqrt{1 - (k_x + g)^2}.$$

Наличие полюса приводит к максимуму  $\text{Re } P$  при чисто мнимом значении  $\beta \equiv i\beta''$ , соответствующем резонансу с существующей в этом случае ПЭВ. Эта чисто неоднородная волна не излучается в пространство, но мы увидим ниже, что она может давать вклад при рассеянии на более высоких частотах. Значение давления в максимуме при  $\beta'' = |\xi''|$  может быть очень велико (см. рис 2):  $\text{Re } P_{max}^{res} \approx 1/\xi'$ .

Второй максимум  $\text{Re } P$  возникает при вещественном  $\beta \equiv \beta' = -(\xi'' + \xi')$  и соответствует рас-



**Рис. 2.** Вудовские аномалии при резонансе. Зависимость вещественной части светового давления  $\text{Re } P$  от безразмерного поперечного волнового числа  $\beta = \beta' + i\beta''$  для хороших проводников,  $\xi' \ll |\xi''|$ . Левая часть рисунка ( $\beta' = 0$ ) отвечает резонансной дифракции с возбуждением ПЭВ, правая часть ( $\beta'' = 0$ ) отвечает приповерхностной дифрагированной волне и максимуму суммарных потерь; в рэлеевской точке  $\beta = 0$  имеет место локальный минимум  $\text{Re } P$ , в отличие от диэлектриков и плохих проводников ( $\xi' \gg |\xi''|$ ), у которых этой точке соответствует максимум [14]

пространяющейся приповерхностной волне, ответственной за аномалию Вуда<sup>5</sup>:  $\text{Re } P_{extr}^W \approx 1/\xi''$ .

Наконец, особой является рэлеевская точка при  $\beta = 0$ , рассмотренная в [3]:  $\text{Re } P^R \approx \sqrt{\varepsilon} \gg 1$ . В терминах импеданса  $\text{Re } P^R \approx \xi'/|\xi|^2$ .

## 5. Объяснение ширины ВЧ-компонент

Ширина ВЧ-компонент достигает  $30^\circ$ , на порядок превышая ширину ИИ. В рассматриваемой модели этому есть простое физическое объяснение.

Пусть на некоторой частоте  $\omega_1$  из сплошного спектра излучения позитронов, летящих к звезде, реализуется ВР. Это означает раскачку МПВ с определенным значением волнового вектора  $\mathbf{q}$  (при рассеянии вперед), либо  $\mathbf{g}$  (при рассеянии назад). Для более высокой частоты  $\omega_2$  излучения позитронов при комбинационном рассеянии на той же МПВ с волновым вектором  $\mathbf{g}$  возникнет приповерхностная распространяющаяся электромагнитная волна, если разность частот  $\omega_2 - \omega_1$  превышает (малый) поверхностный им-

<sup>5</sup>Наблюдения Вуда [17] получили принципиальное физическое объяснение в работе Рэля [18], который связал их со скользящей волной. См. также монографию [19].

педанс (рис. 3). Таким образом, возникает вклад в компоненту НФС2 от целой области спектра излучения позитронов, обуславливая большую ширину компоненты. Аналогично подобное уширение импульса произойдет для компоненты НФС1 за счет МПВ с волновым вектором  $\mathbf{q}$  при рассеянии вперед. Если считать, что ВР на частоте  $\omega_1$  возникает при резонансе, которому соответствует неизлучаемая неоднородная волна с чисто мнимым поперечным волновым числом, то на более высоких частотах  $\omega_2$  будут возникать отраженные распространяющиеся волны. Их совокупность объясняет большую ширину компоненты.

Существенным аргументом в пользу такого сценария является крутой падающий энергетический спектр пульсара в Крабе, при котором большая мощность излучения, позволяющая преодолеть порог неустойчивости (4), достигается на более низких частотах [1]. При этом достаточно возбуждения только одной или нескольких МПВ на низких частотах для возникновения широкого импульса за счет комбинационного рассеяния падающего излучения более высоких частот.

## 6. Выводы

В основе настоящей работы лежит представление об отражении излучения возвратных позитронов от поверхности нейтронной звезды, введенном в рассмотрение одним из авторов и С. В. Тро-

фименко [7, 20–22]. Отражение в наклоненном к поверхности магнитном поле проявляет себя в сдвиге ИИ, а за счет дифракции<sup>6</sup> – в появлении дополнительных ВЧ-компонент, открытых и исследованных в работах [8–10]. Обсуждается возможное влияние резонанса скользящих вдоль поверхности комбинационных волн с ПЭВ. Показана возможность формирования широких ВЧ-компонент за счет комбинационного рассеяния широкого спектра падающего на поверхность излучения позитронов. Это позволяет (хотя и неоднозначно) объяснить наблюдаемый дрейф компонент и вернуться<sup>7</sup>, по крайней мере частично, к связи каждой из компонент со своим полюсом [3]. В частности, рассеяние назад в северном полюсе на периодической структуре, возбужденной при резонансе с ПЭВ, дает такую возможность, т. к. имитирует “дрейф” в сторону северного полюса.

Действительно, пусть МПВ с волновым числом  $g$  (рис. 3) возбуждается волной  $k_1$  при резонансе с ПЭВ. Тогда  $g = k_1(1 + \sin \theta_N + \xi^{n^2}/2)$ . При рассеянии на этой структуре волны  $k_2 > k_1$  возникает стоковая волна с тангенциальной составляющей волнового вектора  $k_{2x}^- = g - k_2 \sin \theta_N$ . При  $k_{2x}^- \leq k_2$  эти волны будут распространяющимися, причем равенству  $k_{2x}^- = k_2$  отвечает угол с нормалью  $\pi/2$ . При больших частотах этот угол  $\varphi_2$  равен

$$\varphi_2 = \arcsin(k_{2x}^-/k_2).$$

Или

$$\sin \varphi_2 = k_1(1 + \sin \theta_N + \xi^{n^2}/2)/k_2,$$

откуда видно, что угол  $\varphi_2$  уменьшается с ростом частоты  $k_2$ . Это соответствует наблюдаемому “дрейфу” компоненты в сторону северного полюса  $N$  [9].

В южном полюсе (ср. рис. 3 из [3]) за счет рассеяния более низких частот угол  $\varphi_2^S$  также будет расти в соответствии с наблюдениями, но это потребует возбуждения широкого спектра МПВ.

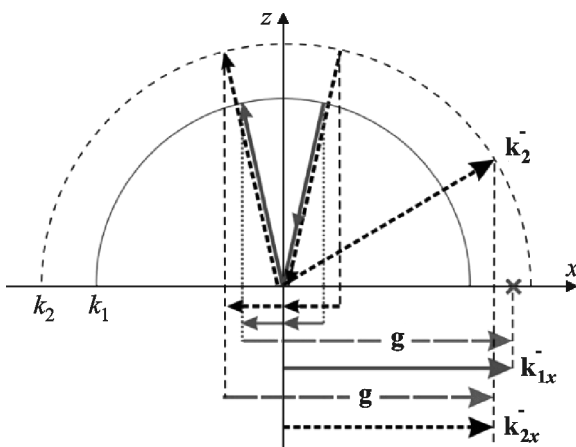


Рис. 3. Схема, поясняющая вклад в нелинейное отражение комбинационных полей на более высокой частоте  $\omega_2$  от материальных поверхностных волн ( $g$ ), возбужденных падающим излучением на более низкой частоте  $\omega_1$ . При сплошном спектре падающего на звезду излучения это объясняет большую ширину ВЧ-компонент

<sup>6</sup>Здесь, как и в [3], рассмотрена дифракция на периодической структуре, создаваемой самим падающим излучением (ВР). Другая возможность – дифракция на периодической структуре, обусловленной действием постоянных полей (электрического или магнитного), требует отдельного рассмотрения.

<sup>7</sup>Заметим, что в [22], так же как и в работах С. А. Петровой, происхождение двух ВЧ-компонент рассматривалось как результат двулучепреломления в магнитосферной плазме.

## Приложение А

Рассмотрим ПЭВ (поверхностную электромагнитную волну) в терминах поверхностного импеданса. Из уравнения Максвелла для  $H$ -волны  $\text{rot}_x \mathbf{H} = -i\varepsilon^I(\omega/c)\mathbf{E}_x$ , и граничного условия Леонтовича

$$\mathbf{E}_x = \sqrt{\mu/\varepsilon^{\text{II}}}[\mathbf{H}, \mathbf{n}]_x,$$

где  $\mathbf{n}$  – нормаль к поверхности, а  $\xi$  – относительный поверхностный импеданс, следует

$$\partial H_y / \partial z = -ik\xi H_y.$$

Здесь  $k$  – волновое число электромагнитной волны в первой среде.

Поверхностной волне соответствует  $H_y \propto \exp(-kz)$  с  $k > 0$  (ось  $z$  направлена в первую среду), откуда закон дисперсии ПЭВ принимает вид

$$k = ik\xi,$$

что требует чисто мнимого импеданса  $\xi = i\xi''$ ,  $\xi'' < 0$ , соответствующего отрицательной  $\varepsilon^{\text{II}} < 0$  (если  $\mu$  и  $\varepsilon^I$  вещественны и положительны) [16]. Вводя безразмерную поперечную компоненту волнового вектора  $\beta$ , согласно  $k_z \equiv \beta k$  или  $k \equiv -i\beta k$  с  $\text{Im}\beta \geq 0$ , переписываем это условие в виде

$$\beta + \xi = 0.$$

Подчеркнем, что ПЭВ как собственная волна существует только для действительного и отрицательного значения  $\varepsilon^{\text{II}}$  (с замечанием, сделанным выше). В общем случае комплексного  $\varepsilon^{\text{II}}$  в дифрагированных полях в области аномалий Вуда возникают малые знаменатели вида  $(\beta + \xi)$ . Соответственно, резонансное комбинационное поле приобретает вид

$$H^{\pm 1} \propto 1/(\beta + \xi).$$

Тогда резонансная часть безразмерного радиационного давления, билинейного по падающему и комбинационному полям, есть

$$P \propto 1/(\beta + \xi),$$

и действительная часть  $\text{Re}P$ , определяющая инкремент неустойчивости, равна

$$\text{Re}P = \frac{\beta' + \xi'}{|\beta + \xi|^2} = \frac{\beta'}{|\beta + \xi|^2} + \frac{\xi'}{|\beta + \xi|^2}.$$

Данное выражение имеет простую физическую интерпретацию. Первый член пропорционален нормальной составляющей плотности потока энергии резонансного спектра

$$S_{out}^{\pm} \propto \beta' |H^{\pm}|^2 \propto \beta' / |\beta + \xi|^2,$$

который уносится от поверхности. Второй член соответствует плотности потока энергии, направленной на поверхность,

$$S_{in}^{\pm} \propto \text{Re}[\mathbf{E}^* \mathbf{H}]_n^{\pm} \propto \xi' / |\beta + \xi|^2,$$

и этот поток полностью поглощается средой. Таким образом,  $\text{Re}P$  пропорциональна сумме радиационных и диссипативных потерь. Максимумы  $\text{Re}P$  соответствуют максимумам полных потерь резонансного спектра. Эти экстремальные и особые точки приведены в конце раздела 3.

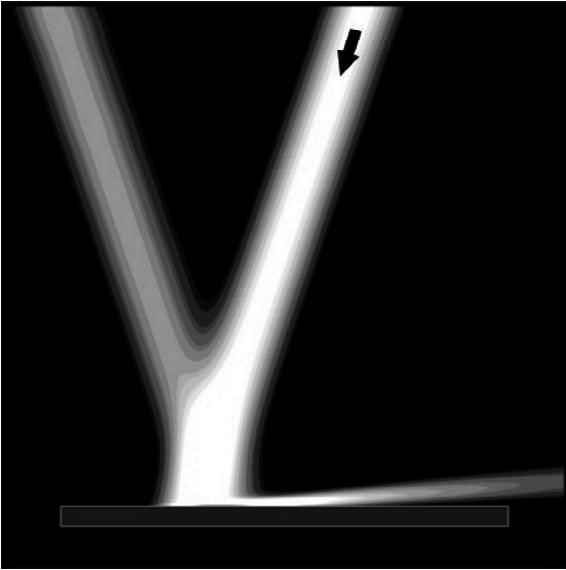
Заметим для определенности, что приведенное выше радиационное (“световое”) давление найдено из решения электродинамической задачи с использованием граничного условия Леонтовича на поверхности, возмущенной возбуждаемой материальной поверхностной волной [3, 14–15].

## Приложение В

Проиллюстрируем влияние скольльзящих волн и аномалии Вуда на наблюдениях отражения от дифракционной решетки (по данным работы [23]).

Механизм нелинейного отражения излучения от поверхности нейтронной звезды, описанный выше, имеет много общего с механизмом резонансной дифракции электромагнитного излучения на периодической поверхности проводящей среды в окрестности вудовской аномалии [23]. В последнем случае, как и в рассмотренном выше, определяющим является взаимодействие дифракционных компонент пучка, приводящее к увеличению интенсивности стоксовых (или антистоксовых) компонент, проявляющееся в виде яркой приповерхностной волны, и, соответственно, к уменьшению интенсивности зеркально отраженного излучения (рис. 4).

Приведем некоторые результаты лабораторных исследований резонансной дифракции излу-



**Рис. 4.** Скользящая приповерхностная волна Вуда на фоне падающей и отраженной от дифракционной решетки волн. Яркой вудовской волне соответствует ослабленная отраженная волна [23]. С благодарностью М. Тимченко

чения на гофрированной поверхности металла [20]. Источником излучения служил HCN-лазер (длина волны  $\lambda = 366.7$  мкм), радиус пучка на выходе лазера составлял 6.7 мм, расходимость пучка  $\approx 0.9^\circ$  по уровню  $1/e$  интенсивности.

Эксперименты проводились на образцах латуни (Cu 60 %), на поверхность которых были нанесены периодические структуры (решетки), имеющие штрихи различной глубины  $h$ : 16, 24 и 40 мкм. Период  $d$  у всех решеток одинаков:  $d = 254$  мкм.

Изучались аномалии дифракции в окрестности угла падения  $\theta$ , соответствующего рэлеевскому углу для  $-1$ -го дифракционного порядка  $\theta \approx \theta_R^{(-1)} \equiv \arcsin[(\lambda/d) - 1]$ . Такая геометрия является предпочтительной, поскольку в этом случае существует лишь две распространяющиеся дифракционные волны – нулевого и  $-1$ -го порядков дифракции. Остальные дифракционные компоненты являются неоднородными и в эксперименте не регистрировались. Была измерена мощность излучения, попадающего в апертуру приемника, в зависимости от угла падения. Изменение угла падения осуществлялось путем поворота образца в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, в заданном диапазоне углов с шагом  $0.1^\circ$ . Диаметр апертуры приемника (20 мм) был при-

мерно равен диаметру светового пятна в плоскости апертуры (18 мм). При углах падения, меньших рэлеевского,  $\theta < \theta_R^{(-1)}$ , когда стоксова волна  $H_{-1}$  является неоднородной, измерялась мощность зеркально отраженного излучения, а при углах  $\theta > \theta_R^{(-1)}$  измерялась зависимость мощности стоксовой компоненты от угла скольжения  $\psi$  между плоскостью решетки и осью регистрируемого пучка.

Как следует из теоретического рассмотрения задачи, изменение мощности зеркально отраженного излучения носит резонансный характер. Вблизи рэлеевского угла отраженное излучение существенно подавляется, причем степень его подавления увеличивается при углублении штрихов решетки. Одновременно увеличивается интенсивность стоксовой компоненты. Видно также, что угол падения  $\theta_{\min}$ , отвечающий минимуму зеркального отражения, соответствует углу скольжения  $\psi_{\max}$ , при котором интенсивность стоксовой компоненты максимальна (при дифракции  $-1$ -го порядка эти углы связаны соотношением  $\cos \psi_{\max} + \sin \theta_{\min} = \lambda/d$ ). Отметим, что форма резонансной кривой зависит от глубины штрихов решетки. Для мелких решеток ( $h \ll d$ ) форма кривой почти симметрична и близка к лоренцевской. При увеличении  $h$  симметрия крыльев нарушается и форма кривой приобретает вид, характерный для резонанса Фано [24]. На это указывает также наличие двух каналов формирования кривой: нерезонансного (френелевского) и резонансного, обусловленного взаимодействием дифрагированных пучков. Характерным проявлением этого взаимодействия является отмеченное выше перераспределение энергии между зеркально отраженной и стоксовой компонентами: падающая волна, рассеиваясь на решетке  $g = 2\pi/d$ , порождает стоксову компоненту, которая, в свою очередь, порождает компоненту, распространяющуюся в том же направлении, что и зеркально отраженная френелевская волна. Интерференция этой “добавочной” компоненты с зеркально отраженной френелевской приводит к перераспределению энергии между дифракционными компонентами (что иллюстрируют результаты численного моделирования), и к изменению формы кривой резонанса.

## Благодарности

Один из авторов (В. К.) благодарит Д. М. Ваврива за помощь и поддержку. Авторы благодарны также А. В. Кацу и С. В. Трофименко за полезные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смит Ф. Г. *Пульсары*. Москва: Мир, 1979. 267 с.
2. Липунов В. М. *Астрофизика нейтронных звезд*. Москва: Наука, 1987.
3. Конторович В. М. Нелинейное отражение от поверхности нейтронной звезды и особенности радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности. *Физика низких температур*. 2016. Т. 42, № 8, С. 854–862.
4. Бескин В. С. *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*. Москва: Физматлит, 2006. 384 с.
5. Haensel P., Potekhin A. Yu., and Yakovlev D. G. *Neutron Stars 1. Equation of State and Structure*. New York: Springer-Verlag, 2007. DOI: 10.1007/978-0-387-47301-7
6. Potekhin A. Yu. The physics of neutron stars. *Phys. Usp.* 2010. Vol. 180, No. 12. P. 1235–1256. DOI: 10.3367/UFNe.0180.201012c.1279
7. Kontorovich V. M. and Trofymenko S. V. On the Mystery of the Interpulse Shift in the Crab Pulsar. *J. Phys. Sci. Appl.* 2017. Vol. 7, No. 4. P. 11–28.
8. Moffett D. and Hankins T. Multifrequency radio observations of the Crab pulsar. *Astrophys. J.* 1996. Vol. 468, P. 779–783. DOI: 10.1086/177734
9. Hankins T. H., Jones G., and Eilek J. A. The crab pulsar at centimeter wavelengths: I. Ensemble characteristics. *Astrophys. J.* 2015. Vol. 802, No. 2. id. 130. DOI:10.1088/0004-637X/802/2/130
10. Eilek J. and Hankins T. Radio emission physics in the Crab pulsar. *J. Plasma Phys.* 2016. Vol. 82, No. 3. id. 635820302. DOI: 10.1017/S002237781600043X
11. Петрова С. А. Механизм образования компонент радиоизлучения пульсара за пределами главного импульса. II. Интеримпульс. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2008. Т. 13, № 2. С. 109–119.
12. Мандельштам Л. И. О шероховатости свободной поверхности жидкости. *Полное собрание трудов*. Москва: Изд-во АН СССР, 1948. Т. 1. С. 246–260.
13. Андронов А. А., Леонтович М. А. К теории молекулярного рассеяния света на поверхности жидкостей. *Собрание трудов. А. А. Андропова*. Москва: Изд-во АН СССР, 1956. Т. 1. С. 5–18.
14. Гавриков В. К., Кац, А. В., Конторович В. М. Вынужденное рассеяние на поверхностных волнах. *ДАН СССР*. 1969. Т. 186, № 5. С. 1052–1054; Гавриков В. К., Кац, А. В., Конторович В. М. Вынужденное рассеяние света на поверхностных волнах. *ЖЭТФ*. 1970. Т. 58, № 4. С. 1318–1331.
15. Kats A. V. and Maslov V. V. Stimulated Scattering of Electromagnetic Waves from a Highly Conducting Surface. *Sov. Phys. JETP*. 1972. Vol. 35, No. 2. P. 264–268.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред*. Москва: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959. 532 с.

17. Wood R. W. On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum. *Proc. Phys. Soc. London*. 1902. Vol. 18. P. 269–275; Anomalous Diffraction Gratings. *Phys. Rev.* 1935. Vol. 48, P. 928–936. DOI: 10.1103/PhysRev.48.928
18. Rayleigh L. On the dynamical theory of gratings. *Proc. R. Soc. London. Ser. A*. 1907. Vol. 79, No. 532. P. 399–416.
19. Агранович В. М., Миллс Д. Л. *Поверхностные плазмоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред*. Москва: Наука, 1985. 525 с.
20. Kontorovich V. M. and Trofymenko S. V. Reflection of positron radiation from star surface and shift of inter pulse position in Crab pulsar. *Adv. Astron. Space Phys.* 2017. Vol. 7, No. 1-2. P. 30–35. DOI: 10.17721/2227-1481.7.30-35
21. Trofymenko S. V. and Kontorovich V. M. Half-bare positron in the inner gap of a pulsar. *Adv. Astron. Space Phys.* 2017. Vol. 7, No. 1-2. P. 36–41. DOI: 10.17721/2227-1481.7.36-41
22. Kontorovich V. M. and Trofymenko S. V. Radiation reflection from star surface reveals the mystery of interpulse shift and appearance of high frequency components in the Crab pulsar. In: *International Conference Physics of Neutron Stars - 2017. 50 years after. 10–14 July 2017, St. Petersburg, Russian Federation. J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. Vol. 932. id. 012020. DOI: 10.1088/1742-6596/932/1/012020
23. Tymchenko M., Gavrikov V. K., Spevak I. S., Kuzmenko A. A., and Kats A. V. Quasi-resonant enhancement of a grazing diffracted wave and deep suppression of specular reflection on shallow metal gratings in terahertz. *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. id. 261602. DOI: 10.1063/1.4923419
24. Трибельский М. И. *Резонансы Фано в квантовой и классической механике*. Москва: Изд-во МИРЭА, 2012. 38 с.
25. Бескин. В. С. Радиопульсары – уже пятьдесят лет! *Успехи физических наук*. 2018. Т. 188, № 4. С. 377–408. DOI: 10.3367/UFNr.2017.10.038216
26. Яковлев Д. Г., Хэнсель П., Бейм Г., Петик К. Л. Д. Ландау и концепция нейтронных звезд *Успехи физических наук*. 2013. Т. 183, № 3. С. 307–314. DOI: 10.3367/UFNr.0183.201303f.0307

## REFERENCES

1. SMITH, F. G., 1977. *Pulsars*. Cambridge, New York: Cambridge University Press.
2. LIPUNOV, V. M., 1987. *Astrophysics of neutron stars*. Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
3. KONTOROVICH, V. M., 2016. Nonlinear reflection from the surface of a neutron stars and features of radio emission from the pulsar in the Crab nebula. *Low. Temp. Phys.* vol. 42, is. 8, pp. 672–678. DOI: 10.1063/1.4961488
4. BESKIN, V. S., 2010. *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects*. Berlin, Heidelberg: Springer. DOI: 10.1007/978-3-642-01290-7
5. HAENSEL, P., POTEKHIN, A. YU. and YAKOVLEV, D. G., 2007. *Neutron Stars 1. Equation of State and Structure*. New York: Springer-Verlag. DOI: 10.1007/978-0-387-47301-7
6. POTEKHIN, A. YU., 2010. The physics of neutron stars. *Phys. Usp.* vol. 180, no. 12, pp. 1235–1256. DOI: 10.3367/UFNe.0180.201012c.1279



7. KONTOROVICH, V. M. and TROFYMENKO, S. V., 2017. On the Mystery of the Interpulse Shift in the Crab Pulsar. *J. Phys. Sci. Appl.* vol. 7, no. 4, p. 11–28.
8. MOFFETT, D. and HANKINS, T. 1996. Multifrequency radio observations of the Crab pulsar. *Astrophys. J.* vol. 468, pp. 779–783. DOI: 10.1086/177734
9. HANKINS, T. H., JONES, G. and EILEK, J. A. 2015. The crab pulsar at centimeter wavelengths: I. Ensemble characteristics. *Astrophys. J.* vol. 802, no. 2, id. 130. DOI:10.1088/0004-637X/802/2/130
10. EILEK, J. and HANKINS, T., 2016. Radio emission physics in the Crab pulsar. *J. Plasma Phys.* vol. 82, no. 3, id. 635820302. DOI: 10.1017/S002237781600043X
11. PETROVA, S. A., 2010. The Mechanism of Component Formation out of the Main Pulse of a Radio Pulsar. II. The Interpulse. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 1, no. 1, pp. 27–35. DOI: 10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v1.i1.40
12. MANDELSHTAM, L. I., 1913. On roughness of free surface of liquid. *Ann. Phys.* vol. 41, no. 8, pp. 609–624.
13. ANDRONOV, A. A. and LEONTOVICH, M. A., 1926. To the theory of molecular light scattering on liquid surface. *Z. Phys.* vol. 38, pp. 485–501. DOI: 10.1007/BF01397167
14. GAVRIKOV, V. K., KATS, A. V. and KONTOROVICH, V. M., 1969. Forced scattering on surface waves. *Sov. Phys. Dokl.* vol. 14, pp. 564–566.
15. KATS, A. V. and MASLOV, V. V., 1972. Stimulated Scattering of Electromagnetic Waves from a Highly Conducting Surface. *Sov. Phys. JETP*, vol. 35, no. 2, pp. 264–268.
16. LANDAU, L. D. and LIFSHITZ, E. M., 1960. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford: Pergamon Press.
17. WOOD, R. W., 1935. Anomalous Diffraction Gratings. *Phys. Rev.* vol. 48, pp. 928–936. DOI: 10.1103/PhysRev.48.928
18. RAYLEIGH, L., 1907. On the dynamical theory of gratings. *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* vol. 79, no. 532, pp. 399–416.
19. AGRANOVICH, V. M. and MILLS, D. L., (eds.), 1982. *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surface and Interface*. Amsterdam: North Holland.
20. KONTOROVICH, V. M. and Trofymenko, S. V., 2017. Reflection of positron radiation from star surface and shift of inter pulse position in Crab pulsar. *Adv. Astron. Space Phys.* vol. 7, no. 1-2, pp. 30–35. DOI: 10.17721/2227-1481.7.30-35
21. TROFYMENKO, S. V. and KONTOROVICH, V. M., 2017. Half-bare positron in the inner gap of a pulsar. *Adv. Astron. Space Phys.* vol. 7, no. 1-2, pp. 36–41. DOI: 10.17721/2227-1481.7.36-41
22. KONTOROVICH, V. M. and TROFYMENKO, S. V., 2017. Radiation reflection from star surface reveals the mystery of interpulse shift and appearance of high frequency components in the Crab pulsar. In: *International Conference Physics of Neutron Stars - 2017. 50 years after. 10–14 July 2017, St. Petersburg, Russian Federation. J. Phys.: Conf. Ser.* vol. 932, id. 012020. DOI: 10.1088/1742-6596/932/1/012020
23. TYMCHENKO, M., GAVRIKOV, V. K., SPEVAK, I. S., KUZMENKO, A. A. and KATS, A. V., 2015. Quasi-resonant enhancement of a grazing diffracted wave and deep suppression of specular reflection on shallow metal gratings in terahertz. *Appl. Phys. Lett.* vol. 106, id. 261602. DOI: 10.1063/1.4923419
24. TRIBELSKY, M. I., 2012. *Fano resonances in quantum and classical mechanics*. Moscow, Russia: MIREA Publ. (in Russian).
25. BESKIN, V. S., 2018. Radio pulsars – already fifty years! *Phys. Usp.* vol. 61, no. 4, pp. 353–380. DOI: 10.3367/UFNe.2017.10.038216
26. YAKOVLEV, D. G., HAENSEL, P., BAYM, G. and PETHICK, C., 2013. L. D. Landau and the concept of neutron stars. *Phys. Usp.* vol. 56, no. 3, pp. 289–259. DOI: 10.3367/UFNe.0183.201303f.0307

*V. M. Kontorovich*<sup>1,2</sup>, *I. S. Spevak*<sup>3</sup>, and *V. K. Gavrikov*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Radio Astronomy,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
4, Mystetstv St., Kharkiv, 61002, Ukraine

<sup>2</sup> V. N. Karazin Kharkiv National University,  
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

<sup>3</sup> O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

#### CONNECTION OF ADDITIONAL PULSAR EMISSION COMPONENTS IN THE CRAB WITH THE RESONANCE REFLECTION FROM A NEUTRON STAR

*Purpose:* The subject of the paper is discussion of reflected radiation from the neutron star surface. Such radiation, as was shown earlier by S. V. Trofymenko and one of the authors, occurs when reflects the radiation of relativistic positrons flying from the magnetosphere to a star in the accelerating electric field of the polar gap. This gave an explanation of both the interpulse shift in the Crab pulsar (mirror reflection in an inclined magnetic field) and the appearance of additional HF components (diffraction on the periodic structure excited by the incident radiation) discovered by Moffett and Hankins. The aim of the paper is to study the effect on the HF components of a resonance with a surface electromagnetic wave.

*Design/methodology/approach:* Since the HF components occur at the same frequencies as the interpulse shift, we believe that they are a consequence of the same physical process. Such a process is the reflection from the surface of a neutron star of the radiation of the return positrons. The appearance of HF components is considered as a manifestation of stimulated scattering by surface waves. For comparison, the data of laboratory experiments on the diffraction of laser radiation on a metal diffraction grating are presented. They demonstrate the appearance of a bright near-surface wave under resonance conditions, which can serve as an analog of the HF component in the Crab pulsar. *Findings:* In the formation of HF components, such phenomena as Wood's anomalies are significant, leading to considerable essential increase of the increment of stimulated scattering at the resonance with the surface electromagnetic wave. The surface wave excited with the resonance leads to reflected Raman scattering of higher frequencies of the continuous spectrum of the incident radiation.

*Conclusions:* The radiation of a pulsar is determined, among others, by the reflecting properties of the surface of the neutron star, i.e. its conductivity (surface impedance). The resonance substantially reduces the stimulated scattering threshold. The continuous spectrum of the radiation incident on the surface provides a large width of the HF-components.

*Key words:* neutron star, pulsar, interim pulse, HF components, reflection, stimulated Raman scattering, diffraction, Wood anomalies

*В. М. Конторович*<sup>1,2</sup>, *І. С. Спєвак*<sup>3</sup>, *В. К. Гавріков*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Радіоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна

<sup>2</sup>Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,  
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

<sup>3</sup>Інститут радіофізики та електроніки  
ім. О. Я. Усікова НАН України,  
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

#### ЗВ'ЯЗОК ДОДАТКОВИХ КОМПОНЕНТ ВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРА В КРАБІ З РЕЗОНАНСНИМ ВІДБИТТЯМ ВІД НЕЙТРОННОЇ ЗІРКИ

*Предмет і мета роботи:* Предметом роботи є обговорення відбитого від поверхні нейтронної зірки випромінювання. Таке випромінювання, як було показано раніше С. В. Трофименком і одним з авторів, виникає при відбитті випромінювання релятивістських позитронів, що летять з магнітосфери до зірки в електричному полі полярного зазору. Це дало пояснення як зсуву інтерімпульса в пульсарі Краба (дзеркальне відбиття при похилому магнітному полі), так і появи додаткових високочастотних компонент (дифракція

на збуджуваній падаючим випромінюванням періодичній структурі), виявлених Моффетом і Хенкінсом. Метою роботи є вивчення впливу на високочастотні компоненти резонансу з поверхневою електромагнітною хвилею.

*Методи і методологія:* Оскільки ВЧ-компоненти виникають на тих самих частотах, на яких спостерігається зсув інтерімпульса, вважаємо, що вони є наслідком одного і того ж фізичного процесу. Таким процесом служить відбиття від поверхні нейтронної зірки випромінювання зворотних позитронів. Поява ВЧ-компонент розглядається як прояв вимушеного розсіяння на поверхневих хвилях. Для порівняння наведено дані лабораторних експериментів щодо дифракції лазерного випромінювання на металевій дифракційній решітці, що демонструють виникнення яскравої приповерхневої хвилі в умовах резонансу, яка може служити аналогом високочастотної компоненти в пульсарі Краба.

*Результати:* При формуванні ВЧ-компонент істотними є явища типу аномалій Вуда, що призводять до суттєвого зростання інкременту вимушеного розсіяння при резонансі з поверхневою електромагнітною хвилею. Поверхнева хвиля, що збуджується в резонансі, призводить до відбитого комбінаційного розсіяння більш високих частот суцільного спектра падаючого випромінювання.

*Висновок:* Випромінювання пульсара визначається у тому числі властивостями поверхні нейтронної зірки, тобто її провідністю (поверхневим імпедансом). Резонанс істотно знижує поріг вимушеного розсіяння. Суцільний спектр падаючого на поверхню випромінювання забезпечує велику ширину високочастотних компонент.

*Ключові слова:* нейтронна зірка, пульсар, інтерімпульс, високочастотні компоненти, відбиття, вимушене комбінаційне розсіяння, дифракція, аномалії Вуда

*Статья поступила в редакцию 16.07.2018*