

# Нелинейное отражение от поверхности нейтронной звезды и особенности радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности

В.М. Конторович

Радиоастрономический институт национальной академии наук Украины  
ул. Искусств, 4, г. Харьков, 61002, Украина

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61022, Украина  
E-mail: vkont@rian.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 14 марта 2016 г., опубликована онлайн 24 июня 2016 г.

Не имеющие объяснения высокочастотные компоненты излучения пульсара в Крабовидной туманности могут быть проявлением неустойчивости при нелинейном отражении от поверхности звезды. Отражается излучение релятивистских позитронов, летящих из магнитосферы к звезде и ускоряемых электрическим полем полярного зазора. Обсуждаемая неустойчивость представляет собой вынужденное рассеяние на поверхностных волнах.

Високочастотні компоненти випромінювання пульсара в Крабовидній туманності, які не мають пояснення, можуть бути проявом нестійкості при нелінійному відбитті від поверхні зірки. Відбивається випромінювання релятивістських позитронів, що летять з магнітосфери до зірки та прискорюються електричним полем полярного зазора. Обговорювана нестійкість являє собою вимушене розсіяння на поверхневих хвилях.

PACS: 97.60.Jd Нейтронные звезды;  
97.60.Gb Пульсары;  
52.38.Bv Лазеро-плазменные взаимодействия.

Ключевые слова: нейтронная звезда, пульсар, интеримпульс, высокочастотные компоненты, вынужденное рассеяние, поверхностные волны.

## 1. Введение

Нейтронные звезды, как известно, были предсказаны Л.Д. Ландау [1], связаны со сверхновыми Бааде и Цвикки [2] и через четверть века открыты Дж. Белл, Э. Хьюишем и их коллегами в виде пульсаров [3]. Возникающая 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 вра-

щением. Эта область *полярной шапки* ограничена силовыми линиями магнитного поля, касающимися светового цилиндра, где скорость коротационного вращения становится равной скорости света.

Известно, что нейтронной звезде [5] соответствует ядерная плотность, сопутствующая реакции нейтронизации  $p + e^- \rightarrow n + \nu$ , 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. Она, по-видимому, близка к идеально проводящей, либо, напротив, является хорошим диэлектриком, имеет в ряде пульсаров твердую кору, подверженную звездотрясениям. В силу действия колоссальной силы тяжести

\* Существенную роль играет также внешний зазор (не обсуждаемый в данной модели) между областями магнитосферы с разными знаками электрического заряда.

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 и лежать на твердой коре (см. ссылки и обсуждение в [4, с. 110]).

Физическая идея, лежащая в основе данной работы, по-видимому, позволит получить дополнительную информацию о поверхности звезды по ее отражающим свойствам. Именно идея отражения излучения от поверхности [7] лежит в основе предлагаемого механизма радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности. Отражается излучение позитронов, летящих к звезде из магнитосферы. Это отраженное излучение преобладает в диапазоне частот, где наблюдается сдвиг интеримпульса (ИИ) и появление высокочастотных (ВЧ) компонент HFC1 и HFC2 [8]. Сдвиг ИИ рассматривается как аргумент в пользу хороших отражающих свойств поверхности. Возвратное движение позитронов [9] возникает в ускоряющем электрическом поле зазора [10,11]. Оно рассматривалось ранее в связи с нагревом поверхности звезды.

В настоящее время большинство исследователей склонны считать, что радиоизлучение возникает в глубине магнитосферы или за ее пределами, вблизи «светового цилиндра» [12,13]. Нас же интересует излучение, исходящее из внутреннего зазора над полярной шапкой, для чего есть достаточно оснований [14].

При изменении частоты происходит смена механизмов излучения [15]. В частности, в определенном диапазоне радиочастот, как мы полагаем, преобладающим становится излучение летящих к звезде позитронов [7], наблюдаемое в виде «зайчиков» (излучение смещенного ИИ и ВЧ компонент HFC1 и HFC2) при отражении от поверхности звезды.

## 2. Частотные изменения спектра пульсара в Крабе

Импульсное излучение пульсара в Крабовидной туманности, для которого имеются уникальные многочастотные измерения [8,16], состоит из главного импульса и интеримпульса, а также из появляющихся на некоторых частотах дополнительных импульсных компонент. Одна из загадок этих данных состоит в открытом Моффетом и Хенкинсом [8] смещении положения ИИ на высоких радиочастотах (в сантиметровом диапазоне) по сравнению с низкими и возврате к прежнему положению в еще более высокочастотных оптическом и рентгеновском диапазонах.

В работе С.В. Трофименко и автора [7] было предложено объяснение этих частотных изменений в поведении ИИ отражением излучения релятивистских по-

зитронов, которое может преобладать над прямым излучением электронов, благодаря чему происходит смена механизмов излучения ИИ.

Необходимость учитывать отраженное излучение позитронов диктуется указанными наблюдаемыми частотными изменениями в интенсивности и положении импульсов пульсара в Крабовидной туманности, которым до настоящего времени не дано физического объяснения. Эти изменения отражены на рисунках из работы Моффета и Хенкинса [8] (рис. 1), где видно последовательное «исчезновение» низкочастотного ИИ, главного импульса, а также смещение высокочастотного ИИ и возникновение двух ВЧ импульсных компонент.

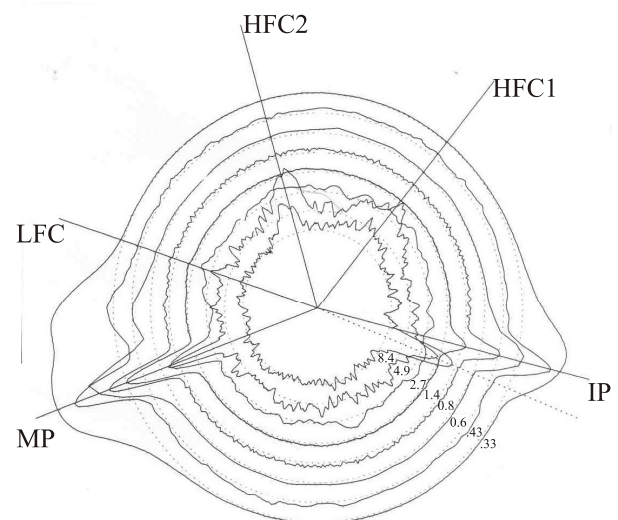
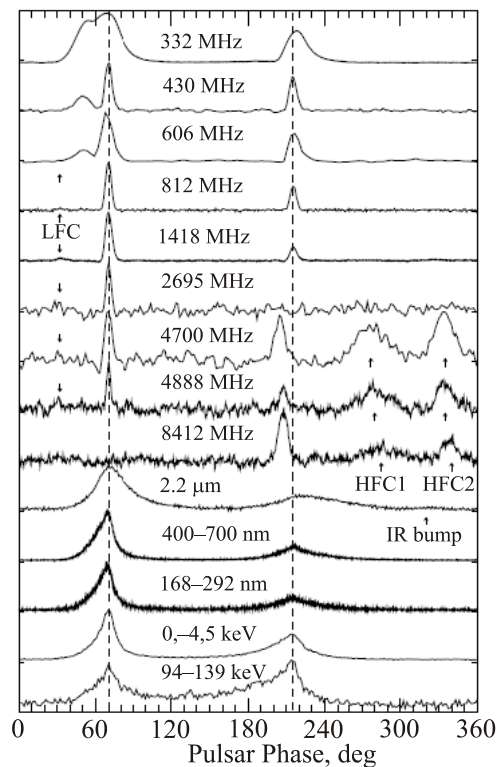


Рис. 1. Данные многочастотных наблюдений PSR 0531+21. По работе Моффета и Хенкинса [8] (с благодарностью авторам).

### 3. Смена механизмов излучения

Объяснение «исчезновению» главного импульса было предложено автором и А.Б. Фланчиком [15], оно состоит в выключении «нерелятивистского» механизма излучения с широкой диаграммой при продольном ускорении электронов в зазоре. По мере достижения ускоряемым электроном релятивистских скоростей этот механизм ослабевает и выключается на достаточно больших частотах. Смене механизма соответствует излом в спектре излучения, обнаруженный Малофеевым и Маловым при анализе каталога спектров пульсаров [17,18].

На частотах выше частоты излома в игру вступает хорошо известное релятивистское излучение кривизны с узкой диаграммой излучения [13]. Поэтому становятся существенными геометрические факторы, связанные в том числе с топологией магнитного поля.

#### 3.1. Сдвиг интеримпульса и возникновение высокочастотных компонент как проявление отраженного излучения позитронов

В грубой качественной модели будем считать, что источником является излучение релятивистских позитронов, которые летят вдоль магнитного поля к поверхности [7].

Для объяснения сдвига ИИ, происходящего в том же интервале частот, в котором появляются ВЧ компоненты, требуется, чтобы в полюсе S, соответствующем ИИ, магнитное поле было наклонено на угол, равный половине сдвига интеримпульса по фазе  $\theta_S \approx 7^\circ$  (рис. 2). Это означает, что волна падает на поверхность по направлению, близкому к нормали, под углом  $\theta_S/2$ . Зеркально отраженная волна должна отклониться на такой же угол в направлении, противоположном направлению вращения, что приводит к смещению положения ИИ по сравнению с излучением электронов. Этим же определяется направление наклона магнитного поля (рис. 2).

Появление же ВЧ компоненты HFC1 (рис. 1), как мы будем предполагать ниже, связано уже с комбинационным рассеянием падающего на поверхность излучения, причем угол падения определяется наклоном магнитного поля\*, т.е. половиной углового смещения интеримпульса  $\theta/2$ . При взаимодействии падающей волны с поверхностными волнами в первом порядке теории возмущений возникнет «антистоксова» волна — результат слияния этих волн с суммарным тангенциальным волновым вектором. В интересующих нас условиях эта волна будет скользящей (аномалия Вуда, см. ниже). Поверхностная волна при этом усиливается, создавая периодический рельеф на поверхности звезды. Рассеяние на периодической поверхности порождает «стоксову» отраженную волну с разностным тан-

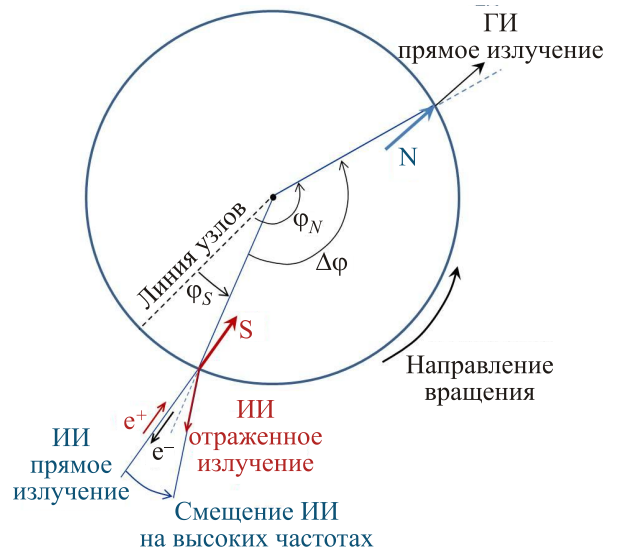


Рис. 2. Схема, поясняющая сдвиг ИИ при отражении в полюсе S с наклонным магнитным полем (по работе [7]). Для углов падения (отражения) и для сдвига ИИ ниже используем обозначение  $\theta$ , чтобы не вводить дополнительные индексы при  $\varphi$ .

генциальным волновым вектором. В рассматриваемых условиях эта стоксова волна, в отличие от скользящей антистоксовой волны, является распространяющейся. Она будет встречной (рис. 3) и отклонится на значительный угол от нормали (и направления магнитного поля) по направлению вращения. Нетрудно найти этот угол (пренебрегая рефракцией), что будет сделано нами ниже. Именно эту волну будем считать ответственной за появление высокочастотной компоненты HFC1 (см. разд. 4). Компоненту HFC2 свяжем со вторым полюсом N, отвечающим невидимому в данном диапазоне главному импульсу (ГИ).

Таким образом, в нашей модели смещение ИИ и появление ВЧ компонент связаны друг с другом. Они определяются эффектами отражения от поверхности падающего на нее излучения релятивистских позитронов. При этом сдвиг интеримпульса представляет собой зеркальное отражение, а ВЧ компоненты возникают в результате нелинейного эффекта: вынужденного рассеяния, о котором более подробно речь пойдет ниже.

Тем самым, исследование высокочастотных компонент вместе со сдвигом ИИ позволит получить, как можно надеяться, дополнительную информацию о свойствах поверхности нейтронной звезды (пульсара) в области полярной шапки.

Наряду с этим, данная интерпретация может являться аргументом в пользу того, что радиоизлучение пульсара в определенных частотных диапазонах формируется во внутреннем (полярном) зазоре.

\* Релятивистские позитроны движутся строго по магнитному полю и излучают в узком конусе в направлении своего движения.

#### 4. Вынужденное рассеяние на поверхности нейтронной звезды

Чтобы обсудить физическую идею, лежащую в основе данной работы, рассмотрим процессы отражения от периодически промодулированной поверхности, вначале не принимая во внимание анизотропию диэлектрических свойств среды, вносимую магнитным полем.

##### 4.1. Комбинационные поля: влияние поверхностных волн

Как известно из классических работ Мандельштама, Андронова и Леонтовича [19,20], в свете, рассеянном от границы раздела двух сред с плотностями  $\rho^{I,II}$  и диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon^{I,II}$ , наряду с зеркально отраженными компонентами  $\mathbf{E}_0^{R,T} \sim \exp(i\mathbf{k}_0^{R,T} \mathbf{r} - i\omega_0 t)$  при наличии поверхностной волны деформации возникают поля  $\mathbf{E}_{\pm m}^{R,T} \sim \exp(i\mathbf{k}_{\pm m}^{R,T} \mathbf{r} - i\omega_{\pm m} t)$  ( $m = 1, 2, \dots$ ) на комбинационных частотах  $\omega_{\pm m} = \omega_0 \pm m \operatorname{Re} \Omega(q)$ , причем тангенциальные компоненты волновых векторов этих волн удовлетворяют условию  $\mathbf{k}_{\pm m}^{R,T} = \mathbf{k}_0^T \pm m\mathbf{q}$ , где  $\Omega$  и  $\mathbf{q}$  — частота и волновой вектор поверхностной волны (ПВ), например гравитационной, капиллярной или рэлеевской, а  $\omega_0$  и  $\mathbf{k}_0$  — то же для падающей волны, индексы  $R$  и  $T$  обозначают соответственно отраженную и преломленную волны. В дальнейшем будем учитывать лишь дифракционные компоненты с номерами  $m = \pm 1$  и считать  $\omega_0 \gg \Omega$ ,  $\mu = 1$ .

Рассеянные поля находятся из граничных условий на поверхности  $z = \zeta(x, y, t) = \zeta_{q\Omega} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\Omega t)$ , где  $\zeta_{q\Omega}$  — амплитуда ПВ

$$\begin{aligned} [\mathbf{n}, \mathbf{E}^I - \mathbf{E}^{II}]_{z=\zeta(x,y,t)} &= 0, \\ [\mathbf{n}, \mathbf{H}^I - \mathbf{H}^{II}]_{z=\zeta(x,y,t)} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности  $z = \zeta(x, y, t)$ . Считая  $k_0|\zeta| \ll 1$  и  $q|\zeta| \ll 1$ , в линейном по  $\zeta$  приближении находим из (1) поля  $E_{-1} \sim \zeta^* E_0$  и  $E_1 \sim \zeta E_0$ , билинейные по амплитудам ПВ и падающего поля [21,22].

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{-1}^{R,T} &= -\left(\frac{1}{2}\right) i\zeta(\varepsilon - 1) \left[ \mathbf{C}_{-1}^{R,T} E_{0y}^T + \mathbf{B}_{-1}^{R,T} H_{0y}^T \right], \\ \mathbf{E}_1^{R,T} &= -\left(\frac{1}{2}\right) i\zeta(\varepsilon - 1) \left[ \mathbf{C}_1^{R,T} E_{0y}^T + \mathbf{B}_1^{R,T} H_{0y}^T \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} C_{-1x}^{R,T} &= -a_{-1} k_{-1x} k_{-1y}, \quad C_{-1y}^{R,T} = a_{-1} (k_{-1x}^2 - k_{-1z}^R k_{-1z}^T), \\ C_{-1z}^{R,T} &= a_{-1} k_{-1y} k_{-1z}^{T,R}, \\ B_{-1x}^R &= d_{-1} \left[ \varepsilon k_{0x} k_{-1x} k_{-1z}^R - k_{0z}^T (k_{-1z}^R k_{-1z}^T - k_{-1y}^2) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{-1y}^R &= d_{-1} k_{-1y} (\varepsilon k_{0x} k_{-1z}^R - k_{-1x} k_{-1z}^T), \\ B_{-1z}^R &= d_{-1} \left[ \varepsilon k_{0x} (k_{-1x}^2 + k_{-1y}^2) - k_{-1x} k_{0z}^T k_{-1z}^T \right], \\ \varepsilon &= \varepsilon^{II} / \varepsilon^I, \quad a_{-1} = (k_{-1z}^T - \varepsilon k_{-1z}^R)^{-1}, \quad d_{-1} = a_{-1} c / \omega \varepsilon^{II}. \end{aligned}$$

Выражения для  $\mathbf{B}_{-1}^T$  получаются из  $\mathbf{B}_{-1}^R$  заменой  $k_{-1z}^T \Leftrightarrow k_{-1z}^R$  и опусканием множителя  $\varepsilon$  перед  $k_{0x}$ . Формулы для  $\mathbf{C}_1^{R,T}$  и  $\mathbf{B}_1^{R,T}$  получаются из выражений для  $\mathbf{C}_{-1}^{R,T}$  и  $\mathbf{B}_{-1}^{R,T}$  заменой индекса  $-1$  на  $1$ .

В дальнейшем нас будет интересовать случай больших модулей  $\varepsilon$ . В коэффициентах для комбинационных полей этот модуль входит в числитель в качестве «нелинейного элемента» ( $\varepsilon - 1$ ) и в знаменатель (коэффициенты  $a_{\pm}$ ) в виде множителей при  $k_{\pm 1z}^R$ . Поэтому в случае  $\varepsilon \gg 1$  множители компенсируют друг друга при оценке комбинационных полей, если только  $k_{\pm 1z}^R$  не мало. Для скользящих компонент амплитуды существенно возрастают (аномалия Вуда). Действительно,  $a_{-1} = (k_{-1z}^T - \varepsilon k_{-1z}^R)^{-1}$  при  $k_{-1z}^R = 0$  переходит в  $1/k_{-1z}^T = 1/k\sqrt{\varepsilon}$ . То есть вместо  $\varepsilon$  в знаменателе теперь стоит  $\sqrt{\varepsilon}$ . Поэтому, если вдали от аномалии Вуда оценка для комбинационных полей имеет вид  $E_{\pm} \approx (k\zeta) E_{0y}$ , где  $k$  — волновое число падающей волны, то в аномалии для скользящей волны  $E_{\pm} \approx \sqrt{\varepsilon} \cdot (k\zeta) E_{0y}$ , т.е. скользящие комбинационные поля возрастают в  $\sqrt{\varepsilon} \gg 1$  раз. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать условия, соответствующие этой аномалии, ограничившись для определенности случаем прозрачной среды.

##### 4.2. Нелинейные эффекты. Обратное влияние полей на поверхностные волны

Рассматриваемый нелинейный эффект состоит в обратном влиянии рассеянного и падающего полей на движение границы. Оно может стать существенным при больших интенсивностях падающего поля. Возникающая на границе волна «светового давления», билинейная по амплитудам падающей и рассеянной волн,

$$p_{cv} \sim E_0 E_{-1}^* + E_0^* E_1 \propto \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\omega t), \quad (3)$$

в свою очередь раскачивает колебания поверхности [21,22].

Для жидкой среды, решая линеаризованные уравнения движения несжимаемой жидкости  $\rho \partial \mathbf{v} / \partial t = -\operatorname{grad} p + \rho \mathbf{g}$  с учетом сил, действующих со стороны электромагнитных полей [23,24] с граничными условиями при  $z = \zeta$ :

$$\begin{aligned} p^{II} - p^I - \alpha (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2) \zeta &= p_{cv}, \\ p_{cv} &\equiv \Pi_{nn}^I - \Pi_{nn}^{II}, \quad \partial \zeta / \partial t = v_n, \end{aligned}$$

где  $p \equiv p' - E^2(8\pi)^{-1} \rho \partial \varepsilon / \partial \rho$ ,  $\Pi_{nn}$  — нормальная компонента максвелловского тензора натяжений,  $p'$ ,  $\mathbf{v}$  и  $\alpha$  — давление, скорость и коэффициент поверхностного натяжения,  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения, находим фурье-компоненту прогиба  $\zeta$ , которая выражается через фурье-компоненту светового давления

$$\zeta_{q\Omega} = |q| (P_{ce})_{q\Omega} / (\rho^I + \rho^{II}) \left[ \Omega_0^2(q) - \Omega^2 \right], \quad (4)$$

где  $\Omega_0(q)$  — невозмущенный закон дисперсии поверхностных\* волн. Амплитуда волны давления на частоте  $\Omega$  равна

$$P_{ce} = iq \zeta P \varepsilon^I \left| E_0^i \right|^2 / 8\pi \quad (5)$$

$$P = \frac{(\varepsilon - 1)}{4q} \left\{ T_s^2 \cos^2 \varphi (C_{1y}^T - C_{-1y}^{T*}) + \varepsilon^I T_p^2 \sin^2 \varphi \times \right. \\ \times \left[ Z_x (B_{1x}^T - B_{-1x}^{T*}) + \varepsilon Z_z (B_{1x}^T - B_{-1x}^{T*}) + 2q_x (\varepsilon - 1) Z_x Z_z \right] - \\ \left. - \sqrt{\varepsilon^I} \frac{T_s T_p}{2} [B_{1y}^T - B_{-1y}^{T*} + Z_x (C_{1x}^T - C_{-1x}^{T*}) + \right. \\ \left. + \varepsilon Z_z (C_{1z}^T - C_{-1z}^{T*}) + 2q(\varepsilon - 1) Z_z \right] \sin 2\varphi \}, \quad (6)$$

где  $T_s = E_{0y}^T / E_{0y}^i$ ,  $T_p = H_{0y}^T / H_{0y}^i$  — коэффициенты Френеля,  $\varphi$  — угол между вектором  $E_0^i$  падающей волны и осью  $y$ ,  $Z_{x,z} = E_{0x,z} / H_{0y}$ , индексом  $i$  отмечена амплитуда падающей волны. Дисперсионное уравнение для ПВ на облучаемой поверхности находим учитывая (3) и (4) и включая в него затухание из-за (малой) вязкости  $\nu = \eta / \rho^{II}$  [3,21]:

$$\Omega(q) = \pm \Omega_0(q) - 2iq^2 \nu \mp \frac{iq^2 P \varepsilon^I \left| E_0^i \right|^2}{16\pi \rho^{II} \Omega_0(q)} \quad (\rho^{II} \gg \rho^I). \quad (7)$$

При интенсивности падающего поля больше пороговой

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

происходит раскочка поверхностных волн и вынужденное комбинационное рассеяние на них. Анализ порога сводится к исследованию величины  $\text{Re } P$  (5), (6), пропорциональной световому давлению.

Исследование вынужденного комбинационного рассеяния на рэлеевских ПВ в изотропном твердом теле (при малых оптико-упругих постоянных) приводит к дисперсионному уравнению (7), в котором  $\Omega_0(q) = c_r q$ , где  $c_r$  — скорость рэлеевских волн [25], а диссипативный

член того же порядка, что и для объемных звуковых волн. Если представить его в виде  $\eta_{\text{eff}} q^2$ , то оценка для порога вынужденного комбинационного рассеяния вне резонанса по-прежнему имеет вид  $E_0^2 / 8\pi \sim \eta_{\text{eff}} \Omega_0(q)$ .

### 5. Высоочастотные компоненты Моффета–Хенкинса как результат вынужденного рассеяния

При такой интерпретации под воздействием падающего на поверхность излучения позитронов преимущественно возбуждается поверхностная волна  $\mathbf{q}$ , приводящая к аномалии Вуда [26,27], при рассеянии на которой антистоксова компонента первого порядка  $\mathbf{k}^+$  становится скользкой (мы упростили обозначения, опустив ряд индексов). Для удобства ограничимся вначале случаем с волновым вектором ПВ, лежащим в плоскости падения, что позволит использовать наглядные диаграммы (см. рис. 3)

Угол падения, близкий к углу наклона магнитного поля в полюсе [7], является при этом углом Рэля. Обратное влияние стоксовой и антистоксовой компонент комбинационного рассеяния, соответствующих максимуму инкремента вынужденного рассеяния, раскачивает прямую и встречную «волны Вуда». Это приводит к нарастанию как антистоксовой, так и отраженной от поверхности стоксовой компоненты, которая представ-

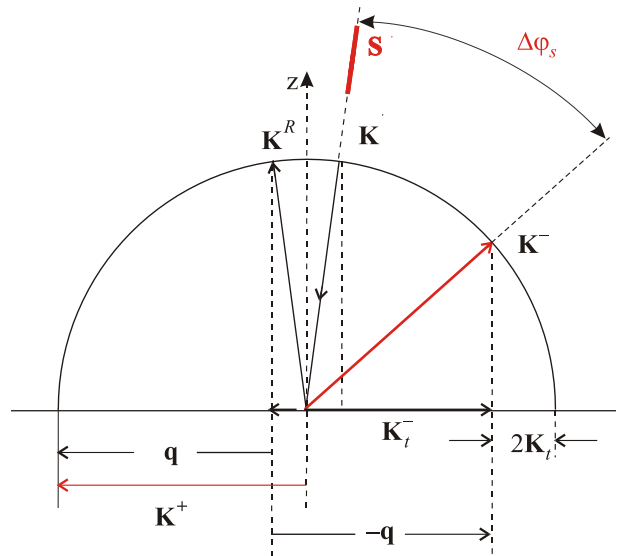


Рис. 3. Схема появления комбинационных спектров первого порядка в полюсе S. Направление падающей волны определяется направлением магнитного поля. Волновой вектор поверхностной «волны Вуда»  $\mathbf{q}$ : при слиянии с ней падающей волны возникает скользкая антистоксова волна  $\mathbf{k}_+$  (аномалия Вуда). Усиливающаяся поверхностная волна порождает распространяющуюся стоксову волну  $\mathbf{k}_-$ , наблюдаемую, по предположению, в виде ВЧ компоненты НФС1.

\* В данном примере — капиллярно-гравитационных волн. На замагниченной поверхности полярной шапки вполне возможны и другие: например поверхностные МГД-волны, спиновые волны и т.п.

ляет собой волну, распространяющуюся под определенным углом «отражения»  $\theta_S^{-R}$  в полюсе S. Эта волна и порождает, по нашему предположению, наблюдавшуюся Моффетом и Хэнкинсом высокочастотную компоненту в излучении пульсара B0531+21. Таким образом, в этой модели фаза запаздывания компоненты HFC1 связана со смещением интеримпульса и должна наблюдаться в том же частотном диапазоне.

Вычислим эту фазу\*, исходя из известного смещения интеримпульса  $\theta_S$ .

Согласно работе Трофименко и автора [7], связывающей отражение ИИ с зеркальным отражением излучения позитронов в полюсе S, угол падения в рамках рассматриваемой модели равен  $\theta_S/2$ . Обозначая волновой вектор волны Вуда через  $\mathbf{q}$  и ограничиваясь рассеянием в плоскости падения, получаем из  $k_t^{+R} = k$ ,  $k_z^{+R} = 0$ ,

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}^+ - \mathbf{k}_t, \quad (9)$$

где  $k_t = k \sin(\theta_S/2)$  — тангенциальная компонента волнового вектора падающего излучения, определяемая углом наклона магнитного поля. Последний находится по сдвигу интеримпульса. Для интересующей нас стоксовой компоненты

$$k_t^{-R} = k - 2k_t = k(1 - 2 \sin \frac{\theta_S}{2}). \quad (10)$$

Соответственно, «угол отражения»  $\theta^{-R}$  для нее находится из условия (см. рис. 3)

$$\sin \theta_S^{-R} = \frac{k - 2k_t}{k} = 1 - 2 \sin \frac{\theta_S}{2}. \quad (11)$$

Мы использовали условие малости частоты волны Вуда по сравнению с частотой падающей волны. В случае, когда эта частота дает вклад, соотношения имеют вид

$$\omega^\pm = \omega(\mathbf{k}) \pm \Omega(\mathbf{q}), \quad \mathbf{k}_t^\pm = \mathbf{k}_t \pm \mathbf{q}. \quad (12)$$

Для смещения ИИ принимаем значение  $\theta_S = 7^\circ$  [8]. Это дает, согласно (11), смещение по фазе для HFC1, равное  $\Delta\phi_S = 69^\circ$ . Смещение HFC1 на частоте 8.9 ГГц, согласно [8],  $\Delta\omega^{HFC1} \approx 79^\circ$ . Расхождение  $\Delta\phi^{HFC1} - \Delta\phi_S \approx 10^\circ$ . Уже это можно считать хорошим совпадением, учитывая грубость модели и ширину ВЧ компоненты  $\approx 30^\circ$ .

Вторую ВЧ компоненту естественно попытаться связать с полюсом N, соответствующим главному импульсу (рис. 4). Поскольку в этом частотном интервале излучение ГИ не попадает в телескоп (импульс «исчезает») и нам неизвестно его (ожидаемое) смещение, можем восстановить его параметры, опираясь на данные для HFC2. Смещение по фазе для этой компонен-

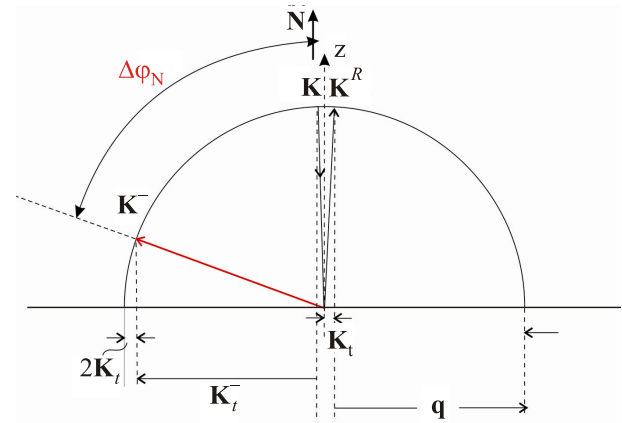


Рис. 4. Схема появления комбинационных спектров первого порядка в полюсе N. Чтобы лучше различать детали, нами выбран больший угол падения.

ты, отсчитанное в обратную сторону от полюса N, близко к  $90^\circ$  [8]:  $\Delta\phi^{HFC2} \approx 92^\circ$ . Введем ту же разницу в углах (например, из-за рефракции), что и для ИИ:  $\Delta\phi^{HFC2} - \Delta\phi_N \approx 10^\circ$ . Тогда  $\Delta\phi_N \approx 81^\circ$ . По этому значению находим (невидимое нам) смещение  $\theta_N$ , равное

$$\theta_N = 1 - \sin \Delta\phi_N \approx 1 - 0,988 = 0,012 = 0,5^\circ \quad (13)$$

Разумеется, это очень грубая оценка, которая предполагает ту же, что и в S физическую причину отличия вычисленного фазового сдвига компоненты от наблюдаемого и тождественность физических условий в обоих полюсах и на обеих трассах от точки отражения (рассеяния) до точки выхода из магнитосферы пульсара.

### 5.1. Возможное влияние резонанса с поверхностной электромагнитной волной

Будем пользоваться этой классической терминологией [24], хотя в литературе используется также термин «поверхностный поляритон» [28].

Свойства поверхности нейтронной звезды и, тем более, свойства интересующего нас тонкого поверхностного слоя полярной шапки в пульсарах (толщиной в несколько сантиметров, так как именно в сантиметровом диапазоне длин волн разыгрываются обсуждаемые эффекты) детально неизвестны (см. обсуждение и ссылки в [4, с.110]), но можно допустить, что на его поверхности может существовать поверхностная электромагнитная Н-волна (ПЭВ) [24] и становится возможным резонанс со скользящей волной. В нашем рассмотрении этому соответствует обращение в нуль знаменателей комбинационных коэффициентов отражения, т.е. величин  $a_1$  в (13):

$$k_{1z}^T = \varepsilon k_{1z}^R, \quad (14)$$

\* Угол  $\phi$  используем для обозначения координат компонент,  $\theta$  — для смещения ИИ и углов падения.

что в силу разных знаков  $k_{1z}^T$  и  $k_{1z}^R$  возможно при  $\varepsilon = \varepsilon_I/\varepsilon_{II} < 0$ , т.е. при разных знаках диэлектрических проницаемостей по обе стороны от границы. Положение вудовского резонанса отличается от положения точки Рэлея, соответствующего простой аномалии Вуда (появления скользящей компоненты), и максимум инкремента смещается. Можно попытаться связать с этим смещением величину расхождения  $\Delta\varphi^{HFC1} - \Delta\varphi_N$ .

Закон дисперсии ( $k_{sf}$  — волновое число ПЭВ), который получается из (14), разумеется, совпадает с законом, полученным из рассмотрения однородной задачи\*

$$k_{sf}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon^I |\varepsilon^{II}|}{(|\varepsilon^{II}| - \varepsilon^I)}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad (15)$$

причем должно выполняться  $\varepsilon^I \varepsilon^{II} < 0$  и  $|\varepsilon^{II}| > \varepsilon^I$ . Полагая  $\varepsilon^I = 1$  и  $|\varepsilon^{II}| \gg 1$ , приходим к  $k_{sf}^2 \approx k_0^2 (1 + |\xi|^2)$ , где  $\xi = \sqrt{1/\varepsilon^{II}}$  — поверхностный импеданс. Резонансной волне Вуда соответствует, таким образом, дополнительный сдвиг  $\Delta q = k_0 \cdot |\xi|^2 / 2$ . При немалых по сравнению с импедансом наклонах поверхности  $q\zeta$  последние влияют на величину и положение резонанса [29,30]. Подобный сдвиг (при наличии также и диссипации) наблюдался в экспериментах [31,32] по отражению электромагнитных волн от дифракционной решетки в условиях вудовской аномалии\*\*.

Таким образом, вудовский резонанс, в принципе, способен объяснить наблюдаемое расхождение в положении фазы высокочастотной компоненты. Однако это не единственная причина сдвига. Поэтому полученное смещение приводит только к оценке поверхностного импеданса сверху величиной  $|\xi|^2 \leq 0,1$ . Нормальная рефракция должна дать сдвиг в том же направлении (поскольку плотность заряда магнитосферной плазмы Голдрайха–Джулиана убывает с высотой). Луч НФС распространяется в плоскости, где угол между осями вращения и магнитного поля близок к  $90^\circ$ , и поэтому концентрация плазмы невелика. Предварительные оценки сдвига за счет рефракции дают приемлемую величину смещения. Разумеется, эту оценку необходимо уточнить с учетом более реалистичной модели показателя преломления [33] и магнитосферы.

\* Тот же результат получим, если рассмотрим однородную задачу [24], чему и соответствует обращение в нуль знаменателя в выражениях для комбинационных полей (2).

\*\* В отдельных случаях, например для почти идеально проводящей среды, резонансный характер скользящей рассеянной волны приводит к столь значительному росту ее амплитуды, что необходимо рассмотрение существенно нелинейной но возвышению задачи с привлечением дифракционных спектров порядка выше первого. При этом становятся важными соотношения между различными малыми параметрами [29,30], что влияет на сдвиг резонанса.

## 6. Заключение

Рассмотрение было проведено для простейшей изотропной недиссипативной модели диэлектрических свойств среды и рассеяния в плоскости падения. В случае пульсаров необходимо отказаться от этих ограничений, а также включить в рассмотрение многоволновость в пульсарной магнитосфере и рассмотреть возможность того, что НФС2 связана с этим эффектом. Широкий спектр ВЧ компонент может говорить о значительном превышении порога неустойчивости и возбуждении большого числа волн, взаимодействие между которыми может быть существенно. Таким образом, речь может идти о волновой турбулентности. Влияние рефракции требует детального рассмотрения.

Предложенное решение проблемы ВЧ компонент Моффета и Хенкинса в излучении пульсара в Крабовидной туманности является аргументом в пользу механизмов излучения в полярном зазоре, в частности при продольном ускорении электронов [15], которые могут преобладать в определенном диапазоне частот.

Объяснение сдвига ИИ и появления высокочастотных компонент в излучении пульсара В0351+21 отражением излучения (позитронов) от поверхности пульсара, предлагаемое в работе С.В. Трофименко и автора [7] и в данной работе, как мы надеемся, откроет дополнительные возможности исследования нейтронных звезд.

Наряду с этим, интерпретация компонент Моффета и Хенкинса за счет вынужденного рассеяния на поверхностных волнах не только означала бы наблюдение этого эффекта (в экзотических для нелинейной оптики условиях), но и продемонстрировала бы, что вынужденное рассеяние осуществляется в природе.

Заметим, что если такие виды нелинейного рассеяния, как объемное вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюена и др. приводили к мощной наблюдаемой перекачке энергии между комбинационными модами, то нелинейное рассеяние на поверхностных волнах проявляло себя только в связи с создаваемыми при облучении поверхностными структурами. Заметим, что даже перераспределение энергии при отражении волн от поверхности дифракционной решетки, лежащее в основании объяснения аномалий Вуда, количественно было измерено и наглядно продемонстрировано совсем недавно (см. [31,32]). В связи со сказанным выше воз-

никает ряд вопросов нелинейной дифракции, актуальных для обсуждаемой проблемы. В частности, перераспределение потоков отраженной энергии по разным каналам в условиях возбуждения прямой и встречной вудовских волн и, соответственно, совместное влияние как стоковой, так и антистоковой волн.

Приношу искреннюю благодарность за обсуждение разных аспектов данной работы, а также за большую помощь в наборе текста, исполнении рисунков и разрешении использовать фрагменты текста наших совместных работ моим соавторам, коллегам и друзьям В.К. Гаврикову, И.С. Спеваку, А.В. Кацу, а также С.В. Трофименко, Е.Ю. Банниковой и М.В. Никипелову.

### Приложение. Вынужденное рассеяние и поверхностные структуры

Открытое вскоре после изобретения лазеров вынужденное рассеяние (ВР) представляет собой столь же общее явление, что и нелинейный сдвиг частоты осциллятора в поле чужой сильной волны. По существу, ВР — это неустойчивость, которую проявляют практически все низкочастотные моды в поле достаточно мощного (лазерного) излучения, т.е. каждому спонтанному рассеянию соответствует, как давно установлено, его вынужденный аналог. Характеризующий ВР инкремент — это не что иное, как положительная мнимая часть сдвига частоты, что соответствует притоку энергии в данную степень свободы, а не ее утечке как при нелинейном затухании. Инкремент ВР пропорционален интенсивности падающего поля.

Вынужденный аналог спонтанного рассеяния на поверхностных волнах обсуждался впервые независимо харьковской и московской группами в [34,35]. Было показано, что максимум инкремента соответствует появлению одной или нескольких скользких рассеянных волн [21]. Приблизительно в то же время экспериментально было обнаружено, что при лазерном облучении металлов, полупроводников и диэлектриков, сопровождающемся значительными тепловыми эффектами, в определенном диапазоне интенсивностей и длительностей облучения на их поверхности образуются периодические структуры (ПС) — решетки (см. обзор [36], а также [37,38]).

Период решеток зависит от угла падения и по порядку величины равен длине волны воздействующего света, а ориентация ПС определяется направлением поляризации и углом падения. Образование ПС обусловлено рассеянием электромагнитной волны на затравочных неровностях поверхности материала с последующей интерференцией падающего и рассеянного излучений и обратным влиянием интерференционной части интенсивности на медленные движения среды (границы) совершенно так же, как это происходит в процессах ВР, но за счет тепловых механизмов (в недиссипативных средах механизм раскачки обусловлен

световым давлением). Замечательно, что параметры ПС не столь детально связаны с конкретным механизмом диссипативного взаимодействия, а зависят в основном от геометрии рассеяния, определяющей структуру теплового источника, который находится из рассмотрения электродинамической части задачи.

1. Л.Д. Ландау. *К теории звезд. Собрание трудов*, т. 1, Наука, Москва (1969), с. 86; L. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion* **1**, 285 (1932).
2. W. Baade and F. Zwicky, *Phys. Rev.* **45**, 138 (1954).
3. A. Hewish, S.J. Bell, D.H. Pilkington, P.F. Scott, and R.A. Collins, *Nature* **217**, 709 (1968).
4. V.S. Beskin, *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects*, Springer (2010); В.С. Бескин, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*, Физматлит, Москва (2006).
5. S.L. Shapiro and S.A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*, Wiley, New York (1983).
6. P. Haensel, A.Yu. Potekhin, and D.G. Yakovlev, *Neutron Stars 1. Equation of State and Structure*, Kluwer Academic Publishers, Boston/Dordrecht/London (2007). ISBN: 0387335439
7. В.М. Конторович, С.В. Трофименко, *Всероссийская конф. «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» НЕА-2015, Тезисы докладов.*, ИКИ РАН, Москва (2015) с. 50; ArXiv: 1606.02966.
8. D. Moffett and T. Hankins, *Astrophys. J.* **468**, 779 (1996); astro-ph/9604163
9. S. Shibata, in: *Conf. Proc. Neutron Stars in Supernova Remnants, ASP Conference Series*, **271**, 2002, P.O. Slane and B.M. Gaensler (eds.); astro-ph/0111491.
10. J. Arons, *Pulsars: Progress, Problems and Prospects*. arXiv:0708.1050; Springer Lecture Notes. “Neutron Stars and Pulsars, 40 Years after the Discovery”, W. Becker (ed.), (2008).
11. A.K. Harding, *The Neutron Star Zoo*. arXiv: 1302.0869; *Frontiers of Physics* **8** (6), 679 (2013).
12. R.N. Manchester, *Radio Emission Properties of Pulsars*. In the book: *Neutron Stars and Pulsars*, W. Becker (ed.) Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2009) p. 33.
13. Ф.Г. Смит, *Пульсары*, Мир, Москва (1979).
14. V.M. Kontorovich, *JPSA* **5**, 48 (2015); astro-ph/0911.3272.
15. V.M. Kontorovich and A.B. Flanchik, ArXiv:1201.0261; *Astrophysics and Space Science* **345**, No 1, 169 (2013).
16. T.H. Hankins, G. Jones, and J.A. Eilek, arXiv:1502.00677v1 [astro-ph.HE].
17. V.M. Malofeev, *ASP Confer. Series*, **105**, 271 (1996).
18. И.Ф. Малов, *Радиопульсары*, Наука, Москва (2004).
19. Л.И. Мандельштам, *О шероховатой свободной поверхности жидкости*. Полн. собр. тр. Изд-во АН СССР, **1**, 246 Москва (1948); *Ann. Phys.* **41**, N 8, 609 (1913).
20. А.А. Андронов, М.А. Леонтович, *К теории молекулярного рассеяния света на поверхности жидкости*; А.А. Андронов, Собр. тр. Изд-во АН СССР, **1**, 5 Москва (1956); *Ztschr. Phys.* **38**, 485 (1926).



21. В.К. Гавриков, А.В. Кац, В.М. Конторович, *ДАН СССР* **186**, № 5, 1052 (1969); *ЖЭТФ* **58**, № 4, 1318 (1970).
22. Ф.В. Бункин, А.А. Самохин, М.В. Федоров, *Письма в ЖЭТФ* **7**, № 11, 431 (1968); *ЖЭТФ* **56**, № 3, 1057 (1969).
23. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
24. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1959).
25. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965).
26. R.W. Wood, *Proc. Phys. Soc. London* **18**, 269 (1902); *Phys. Rev.* **48**, 928 (1935).
27. Lord Rayleigh, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **79**, 399 (1907).
28. В.М. Агранович, Д.Л. Миллс, *Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред*, Наука, Москва (1985).
29. А.В. Кац, В.В. Маслов, *ЖЭТФ* **62**, 496 (1972).
30. A. Kats, I. Spevak, and N. Balakhonova, *Phys. Rev. B* **76**, 075407 (2007).
31. И.С. Спёвак, М.А. Тимченко, В.К. Гавриков, Ю.Е. Каменев, В.М. Шульга, Х.-Б. Сан, Дж. Фенг, А.В. Кац, *Радиофизика и радиоастрономия* **18**, № 4, 341 (2013).
32. M. Tymchenko, V.K. Gavrikov, I.S. Spevak, A.A. Kuzmenko, and A.V. Kats, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 261602 (2015).
33. A.S. Volokitin, V.V. Krasnosel'skikh and G.Z. Machabeli, *Sov. J. Plasma Phys.* **11**, 310 (1985).
34. В.К. Гавриков, А.В. Кац, В.М. Конторович, *Тезисы докл. на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике*, Киев (1968), с. 18.
35. Ф.В. Бункин, А.А. Самохин, М.В. Федоров, *Тезисы докл. на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике*, Киев (1968).
36. С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.Н. Коротеев, В.Н. Семиногов, *УФН* **137**, 673 (1985).
37. В.К. Гавриков, А.В. Кац, В.М. Конторович, И.С. Спёвак, *Вынужденное рассеяние и поверхностные структуры*, в сб. *Нелинейные волны: динамика и эволюция*, под редакцией А.В. Гапонова-Грехова и М.И. Рабиновича. Наука, Москва (1989), с. 208.
38. И.С. Спёвак, В.М. Конторович, А.В. Кац, В.К. Гавриков, *ЖЭТФ* **93**, 104 (1987).

Nonlinear reflection from the surface of a neutron star and the pulsar radio emission puzzles in the Crab Nebula

V.M. Kontorovich

Having no any explanations the high-frequency components in the radiation of the pulsar in the Crab Nebula can be a manifestation of instability in the nonlinear reflection from the star surface. Reflected radiation it is the radiation of relativistic positrons flying from the magnetosphere to the star and accelerated by the electric field of the polar gap. The discussed instability is a stimulated scattering by surface waves.

PACS: 97.60.Jd Neutron stars;  
 97.60.Gb Pulsars;  
 52.38.Bv Laser-plasma interactions.

Keywords: neutron star, pulsar, interpulse shift, high-frequency components, stimulated scattering, surface waves.