

## О поляризационных характеристиках черенковского излучения от диэлектрического экрана

А. С. Коньков<sup>+1)</sup>, А. П. Потылицын<sup>+</sup>, М. В. Шевелев\*, А. С. Арьшев\*

<sup>+</sup>Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

\*КЕК: High Energy Accelerator Research Organization, 1-1 Oho, Tsukuba, 305-0801 Ibaraki, Japan

Поступила в редакцию 1 декабря 2016 г.

После переработки 19 декабря 2016 г.

Эффект Вавилова–Черенкова как феномен хорошо известен в науке, а его свойства нашли широкое применение во многих областях физики. Однако без должного внимания со стороны исследователей остаются некоторые особенности поляризационных свойств черенковского излучения, возникающего при пролете заряженных частиц вблизи азимутально-несимметричных диэлектрических мишеней конечных размеров. Разрешению указанной проблемы и посвящена настоящая работа. На примере прямоугольного диэлектрического экрана с использованием подхода Стокса в статье проводится анализ поляризационных характеристик черенковского излучения. Благодаря азимутальной асимметрии мишени излучение приобретает эллиптическую форму поляризации, направление вращения и угол наклона которой зависят как от направления распространения излучения, так и от диэлектрических свойств вещества. Полученные результаты демонстрируют возможность использования эффекта Вавилова–Черенкова для создания источников эллиптически поляризованного излучения с регулируемым направлением вращения вектора поляризации.

DOI: 10.7868/S0370274X1704004X

**Введение.** Поляризация играет важную роль в процессах взаимодействия излучения с магнитными материалами и анизотропными средами, например, кристаллами, хиральными веществами и полимерными молекулами, поскольку она позволяет получить информацию о структурных и оптических свойствах таких сред. В частности, в спектроскопии широко используется явление циркулярного дихроизма (эффект Коттона), основанное на различной степени поглощения веществом излучения с правой и левой циркулярной поляризацией. В зависимости от спектрального диапазона для этих целей используют источники синхротронного и ондуляторного излучений, а также схемы, основанные на суперпозиции линейно поляризованного излучения от двух источников. Так в работе [1] был предложен источник циркулярно поляризованного излучения в субмиллиметровом (терагерцовом) диапазоне длин волн на основе интерференции когерентного переходного излучения от двух металлических мишеней. Авторы работы [2] предложили использовать схему из двух анизотропно проводящих плоскостей для генерации переходного излучения, обладающего циркулярной компонентой поляризации.

Эффект Вавилова–Черенкова является одним из наиболее известных и хорошо изученных механизмов излучения, свойства которого востребованы во многих областях физики. Поляризационные свойства черенковского излучения существенно зависят от условий его генерации (формы мишени, ее диэлектрических характеристик и др.). В частности, при движении заряженной частицы в безграничной среде возникающее излучение Вавилова–Черенкова будет обладать линейной радиальной поляризацией [3]. Если заряженная частица пересекает границу раздела двух сред с различными диэлектрическими свойствами, то черенковское излучение, испускаемое совместно с переходным, может, наряду с линейной, приобретать циркулярную компоненту поляризации [4, 5]. Для возникновения последней необходимо, чтобы заряженная частица наклонно падала на границу раздела двух сред, при этом вещество, в котором происходит генерация черенковского излучения, должно иметь ненулевой коэффициент диэлектрических потерь.

Поскольку излучение Вавилова–Черенкова может генерироваться и при пролете заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени, то, благодаря наличию азимутальной асимметрии мишени, может возникать циркулярная компонента поляриза-

<sup>1)</sup>e-mail: Ekwinus@tpu.ru

ции. В этой связи, представляет несомненный интерес рассмотреть возможности применения поляризационных свойств черенковского эффекта для создания источников поляризованного излучения.

Поляризационные свойства черенковского излучения для частного случая параллельного пролета заряженной частицы вдоль бесконечной диэлектрической мишени были описаны в работе [6]. Сравнительно недавно появилась работа [7], в которой были определены поляризационные характеристики черенковского и дифракционного излучений в мягком рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах частот, возникающих при нормальном пролете заряженной частицы вблизи диэлектрического экрана. Однако в цитируемых работах детального анализа поляризационных характеристик черенковского излучения не проводилось.

В нашей работе на примере прямоугольного диэлектрического экрана конечных размеров будут рассмотрены поляризационные характеристики черенковского излучения, возникающего при наклонном пролете заряженной частицы вблизи азимутально-несимметричных мишеней произвольной проводимости. Для наглядности исследование будет проводиться с излучением, распространяющимся внутри материала мишени. Однако представленные здесь результаты могут быть обобщены для описания поляризационных свойств излучения, вышедшего в вакуум.

**2. Поле излучения и параметры Стокса.** Как было показано в работе [8], выражение для напряженности магнитного поля поляризационного излучения, возникающего в прямоугольном диэлектрическом экране при наклонном пролете вблизи него заряженной частицы (рис. 1), может быть получено в рамках метода поляризационных токов и будет иметь следующий вид

$$\mathbf{H}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega) = C \left\{ \gamma^{-1} B + i K A; \right. \\ \left. \left( \gamma \beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_z - \gamma^{-1} \cos \alpha - i K \sin \alpha \right) e_x; \right. \\ \left. \left( i K \cos \alpha - \gamma \beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_y - \gamma^{-1} \sin \alpha \right) e_x \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $A = e_z \cos \alpha - e_y \sin \alpha$  и  $B = e_y \cos \alpha + e_z \sin \alpha$ . Скалярная компонента поля обозначена как:

$$C = \frac{e}{4\pi c} \frac{\beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} (\varepsilon(\omega) - 1) \exp(i k r)}{K r} \times \\ \times \frac{1 - \exp \left[ -i d \frac{\omega}{\beta c} P \right] \exp \left[ -a \frac{\omega}{\beta c} \Sigma \right] - 1}{P \Sigma} \times \\ \times \exp \left[ -h \frac{\omega}{\beta c} (\gamma^{-1} K \cos \alpha + i \sin \alpha) \right], \quad (2)$$

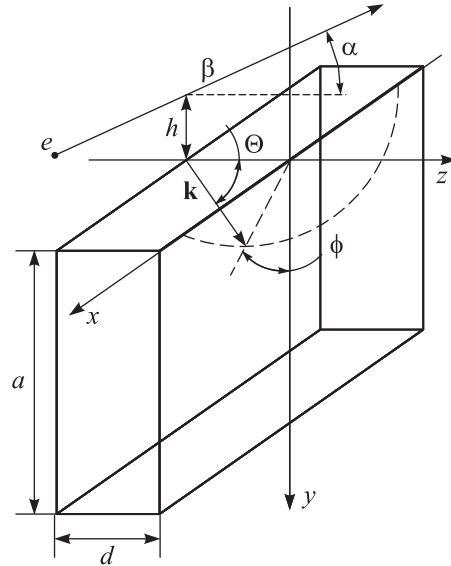


Рис. 1. Схема генерации поляризационного излучения

где  $e, \beta = v/c \{0; -\sin \alpha; \cos \alpha\}$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  – соответственно заряд, относительная скорость и Лоренц-фактор частицы,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость материала мишени,  $\omega$  – частота испущенного излучения,  $k = \omega/c \sqrt{\varepsilon(\omega)}$  – волновое число для среды,  $\mathbf{e} = \{ \sin \Theta \sin \phi; \sin \Theta \cos \phi; \cos \Theta \}$  – единичный волновой вектор,  $d, a$  – продольный и поперечный размеры экрана,  $h$  – прицельный параметр,  $r$  – абсолютное значение радиуса-вектора в направлении наблюдения. Отметим, что размер экрана в направлении оси  $x$  принят равным бесконечности. Для краткости записи введены следующие обозначения:

$$K = \sqrt{1 + (\gamma \beta e_x)^2 \varepsilon(\omega)}, \\ P = \cos \alpha - \beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_z + i \gamma^{-1} K \sin \alpha, \quad (3) \\ \Sigma = \gamma^{-1} K \cos \alpha + i \sin \alpha + i \beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_y.$$

Определим компоненты напряженности электрического поля излучения в системе поляризационных ортов, для построения которой выберем единичный вектор  $\mathbf{n} = \{1; 0; 0\}$ , направленный вдоль ребра мишени в положительном направлении оси  $x$ . В таком случае система единичных поляризационных ортов может быть представлена как

$$\mathbf{e}_1 = \frac{[\mathbf{e} \times \mathbf{n}]}{|\mathbf{e} \times \mathbf{n}|} = \frac{\{0; e_z; -e_y\}}{\sqrt{1 - e_x^2}}, \quad (4) \\ \mathbf{e}_2 = [\mathbf{e} \times \mathbf{e}_1] = \frac{\{-(1 - e_x^2); e_x e_y; e_x e_z\}}{\sqrt{1 - e_x^2}}.$$

Используя известное соотношение для связи векторов напряженности электрического и магнитного полей излучения [9]:

$$\mathbf{E}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega) = -\left[\mathbf{e} \times \mathbf{H}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega)\right] / \sqrt{\varepsilon(\omega)} \quad (5)$$

и переходя в систему поляризационных ортов (4):

$$E_1 = \left(\mathbf{e}_1 \mathbf{E}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega)\right), \quad E_2 = \left(\mathbf{e}_2 \mathbf{E}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega)\right), \quad (6)$$

с учетом явного вида единичного волнового вектора  $\mathbf{e}$ , несложно получить искомые компоненты напряженности электрического поля:

$$E_1 = D \left[ i K A - \gamma^{-1} B \right], \quad (7)$$

$$E_2 = D e_x \left[ \gamma^{-1} A - \gamma \beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} (1 - e_x^2) + i K B \right],$$

где  $D = C \left[ (1 - e_x^2) \varepsilon(\omega) \right]^{-1/2}$ .

Далее, согласно подходу Стокса, для исчерпывающего описания поляризационных характеристик излучения необходимо определить четыре параметра, имеющие размерность интенсивности. Запишем их в наиболее удобном для практического использования виде [10]:

$$S_0 = E_1^* E_1 + E_2 E_2^*, \quad S_1 = E_1^* E_1 - E_2 E_2^*, \quad (8)$$

$$S_2 = E_1^* E_2 + E_1 E_2^*, \quad S_3 = i (E_1^* E_2 - E_1 E_2^*),$$

где  $E_1, E_2$  – компоненты напряженности электрического поля, ортогональные направлению распространения излучения. Символ астериска означает комплексное сопряжение.

Параметр  $S_0$  описывает интенсивность излучения, в то время как оставшиеся три параметра характеризуют его степень поляризации. Так, параметр  $S_1$  соответствует линейной поляризации вдоль оси, определяемой орт-вектором  $\mathbf{e}_1$ ,  $S_2$  – линейной поляризации под углом  $\pm 45^\circ$  к указанной оси,  $S_3$  – циркулярной поляризации. Следует заметить, что в современной литературе принято использовать нормированные или приведенные параметры Стокса:

$$\xi_i = S_i / S_0, \quad (9)$$

где индекс  $i = 1, 2, 3$ .

Следовательно, подставляя выражения (7) в формулы (8) с учетом того факта, что диэлектрическая

проницаемость  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$  является в общем случае комплексной величиной, получаем:

$$S_0 = |D|^2 \left[ A^2 (\text{Re } K)^2 + (\gamma^{-1} B + A \text{Im } K)^2 + e_x^2 \left( \gamma^{-1} A - \gamma \beta (1 - e_x^2) \text{Re } \sqrt{\varepsilon(\omega)} - B \text{Im } K \right)^2 + e_x^2 \left( B \text{Re } K - \gamma \beta (1 - e_x^2) \text{Im } \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right)^2 \right],$$

$$S_1 = |D|^2 \left[ A^2 (\text{Re } K)^2 + (\gamma^{-1} B + A \text{Im } K)^2 - e_x^2 \left( \gamma^{-1} A - \gamma \beta (1 - e_x^2) \text{Re } \sqrt{\varepsilon(\omega)} - B \text{Im } K \right)^2 - e_x^2 \left( B \text{Re } K - \gamma \beta (1 - e_x^2) \text{Im } \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right)^2 \right], \quad (10)$$

$$S_2 = 2e_x |D|^2 \left[ AB (|K|^2 - \gamma^{-2}) + \beta B (1 - e_x^2) \times \text{Re } \sqrt{\varepsilon(\omega)} + \gamma^{-1} (B^2 - A^2) \text{Im } K + \gamma \beta A (1 - e_x^2) \left( \text{Im } K \text{Re } \sqrt{\varepsilon(\omega)} - \text{Re } K \text{Im } \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right) \right],$$

$$S_3 = 2e_x |D|^2 (1 - e_x^2) \left[ \gamma^{-1} \text{Re } K - \beta B \text{Im } \sqrt{\varepsilon(\omega)} - \gamma \beta A \left( \text{Re } K \text{Re } \sqrt{\varepsilon(\omega)} + \text{Im } K \text{Im } \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right) \right].$$

Параметры Стокса (10) описывают поляризационные характеристики как дифракционного, так и черенковского излучений, возникающих при наклонном пролете заряженной частицы вблизи диэлектрического экрана конечных размеров. На анализе поляризационных свойств дифракционного излучения останавливаться не будем, а сделаем несколько общих замечаний. Для углов вылета фотонов, соответствующих максимальному выходу дифракционного излучения ( $\Theta \sim \alpha$ ), будет наблюдаться только линейная компонента поляризации ( $\xi_1 = 1$ ). Данная форма поляризации также характерна и для дифракционного излучения, распространяющегося в плоскости, перпендикулярной краю мишени ( $\phi = 0$ , см. рис. 1). В остальных случаях дифракционное излучение приобретает эллиптическую форму поляризации ( $\xi_3 \neq 0$ ).

Перейдем к рассмотрению поляризационных свойств черенковского излучения. На рис. 2 представлены зависимости приведенных параметров Стокса  $\xi_i$  от азимутального угла излучения  $\phi$  для фиксированного полярного угла

$$\Theta = \arccos \left[ 1 / \left( \beta \text{Re } \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right) \right], \quad (11)$$

соответствующего максимальному выходу фотонов черенковского излучения для тефлоновой мишени. Заметим, что знак минус при азимутальном угле  $\phi$  следует понимать как изменение направления его отсчета. Поэтому углы  $\phi < 0$  описывают область рас-

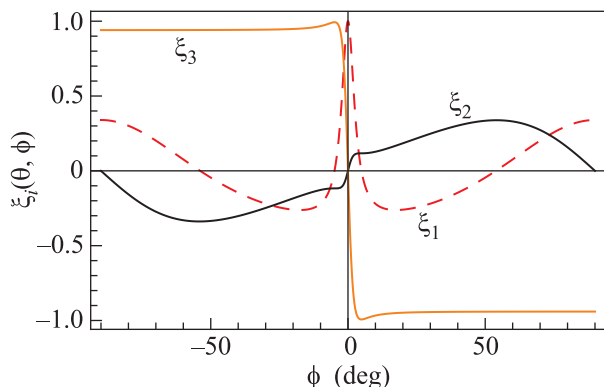


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость приведенных параметров Стокса  $\xi_i = S_i/S_0$  от азимутального угла  $\phi$ . Параметры расчета:  $\gamma = 12$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\varepsilon(\omega) = 1.9881$

пространения излучения от левого края мишени (отрицательная часть оси  $x$  на рис. 1) до плоскости, перпендикулярной краю мишени ( $\phi = 0$ ); а углы  $\phi > 0$  характеризуют область распространения излучения от выделенной плоскости  $\phi = 0$  до правого края мишени (область  $x > 0$ ).

Как следует из рис. 2, черенковское излучение, возникающее в случае нормального пролета заряженной частицы вблизи мишени ( $\alpha = 0$ ), будет обладать эллиптической поляризацией ( $\xi_3 \neq 0$ ) во всем диапазоне азимутальных углов, за исключением выделенной плоскости  $\phi = 0$ , для которой характерна линейная поляризация ( $\xi_1 = 1$ ). Последнее объясняется занулением компоненты поля  $E_2$  (см. формулу (7)) для рассматриваемой плоскости излучения. При переходе волнового вектора через выделенную плоскость параметры Стокса  $\xi_2$  и  $\xi_3$  изменяют свой знак. Последнее означает, что эллиптическая поляризация черенковского излучения в рассматриваемой области  $y > 0$  будет переходить от правой (конец вектора поляризации вращается по часовой стрелки) с углом наклона главной оси эллипса поляризации близкой к минус  $45^\circ$  ( $\xi_2 < 0$ ,  $\xi_3 > 0$ ) к левой с углом наклона оси близкой к  $45^\circ$  ( $\xi_2 > 0$ ,  $\xi_3 < 0$ ).

Следует заметить, что в исследуемой геометрии для возникновения циркулярной компоненты поляризации черенковского излучения в отличие от геометрии переходного излучения не требуется одновременное выполнение двух условий:  $\alpha \neq 0$ ,  $\text{Im} \varepsilon(\omega) \neq 0$ . Последнее также демонстрируют результаты, представленные на рис. 2.

Реальная часть диэлектрической проницаемости вещества мишени оказывает влияние на соотношение компонент линейной и циркулярной поляризации. В частности, увеличение реальной части диэлектрической проницаемости (или коэффициента преломле-

ния вещества) приводит к снижению вклада циркулярной компоненты поляризации, и, соответственно, к росту линейной. По этой причине, для генерации излучения с высокой степенью циркулярной поляризации необходимо использовать мишени с малым значением коэффициента преломления. Данную закономерность можно проследить по рис. 3, на кото-

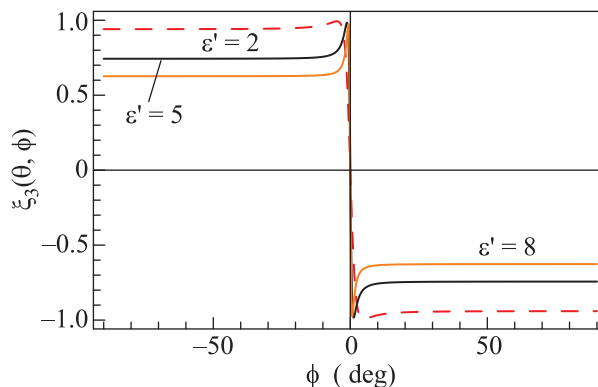


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость параметра Стокса  $\xi_3$  от азимутального угла  $\phi$  для различных значений реальной части диэлектрической проницаемости вещества. Параметры расчета:  $\gamma = 12$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\text{Im} \varepsilon(\omega) = 0$

ром представлены азимутальные зависимости параметра Стокса  $\xi_3$  для различных значений реальной части диэлектрической проницаемости. Как и ранее, зависимости представлены для фиксированного угла  $\Theta$ , определяемого согласно формуле (11).

Мнимая часть диэлектрической проницаемости воздействует на компоненту линейной поляризации, описываемую параметром Стокса  $\xi_2$ , в некотором диапазоне азимутальных углов вблизи выделенной плоскости ( $\phi = 0$ ). При этом ширина данного диапазона определяется реальной частью диэлектрической проницаемости. На рис. 4 показаны азимутальные зависимости параметра Стокса  $\xi_2$  для различных значений мнимой компоненты диэлектрической проницаемости вещества. Как следует из рис. 4, параметр  $\xi_2$  может изменять свой знак в диапазоне углов  $\phi \in (-10^\circ; 10^\circ)$ , когда мнимая часть диэлектрической проницаемости становится сопоставимой реальной части. Как следствие, в рассматриваемом диапазоне углов изменяется угол наклона главной оси эллипса поляризации.

### 3. Обсуждение полученных результатов.

Приведенные параметры Стокса для поляризационного излучения, возникающего при наклонном пролете заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени (азимутально-несимметричная геометрия), зависят только от векторной части поля излучения, которая для ряда форм мишени будет иметь одина-

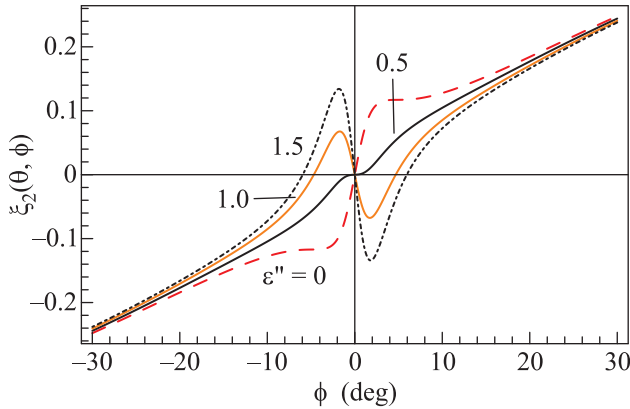


Рис. 4. (Цветной онлайн) Азимутальные распределения параметра Стокса  $\xi_2$  для различных значений мнимой части диэлектрической проницаемости вещества. Параметры расчета:  $\gamma = 12$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\text{Re} \varepsilon(\omega) = 1.9881$

ковый вид. Поэтому полученные в данной работе результаты будут справедливы и для других геометрий мишени, например, для треугольной диэлектрической призмы [11].

Поскольку разность фаз между компонентами полей с различной поляризацией не меняется в процессе преломления излучения при его выходе из мишени в вакуум ( $\text{tg } \delta = \xi_3/\xi_2 = \text{const}$ ) [9], то тип поляризации будет также сохраняться, а степень поляризации будет меняться в зависимости от коэффициентов Френеля. По этой причине представленный здесь анализ справедлив для любого частотного диапазона. При рассмотрении высокочастотного диапазона излучения справедливо приближение эйконала, поэтому с хорошей точностью полученные параметры Стокса для излучения внутри мишени будут описывать поляризационные характеристики излучения, вышедшего в вакуум. Для получения количественных оценок степени поляризации излучения в произвольном диапазоне частот необходимо принять во внимание эффекты отражения и преломления излучения при его выходе из материала мишени в вакуум. Для этого можно воспользоваться методом, который был предложен в работе [7], или подходом, основанным на сохранении разности фаз и ее связи с компонентами напряженности поля излучения.

Для наглядности в работе представлены распределения для частного случая  $\alpha = 0$ , однако полученные результаты будут справедливы и для произвольного угла пролета заряженной частицы.

Пределы применимости полученных результатов будут определяться ограничениями метода поляри-

зационных токов, которые детально описаны в работе [7].

**4. Заключение.** Таким образом, полученные в работе результаты демонстрируют возможность использования механизма черенковского излучения, которое возникает при пролете заряженной частицы в вакууме вблизи диэлектрической мишени, для создания источников эллиптически поляризованного излучения в терагерцовом диапазоне на основе компактных электронных ускорителей. В отличие от подходов [1, 2], предлагаемый метод позволяет регулировать как линейную, так и циркулярную (в том числе менять ее знак) компоненты поляризации. Еще одним преимуществом является возможность дальнейшего использования электронного пучка, так как его параметры практически не изменяются, а пучки терагерцового излучения испускаются из мишени под большими углами.

Авторы выражают благодарность профессору К. Артру за проявленный к работе интерес и полезные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке Министерства Образования и Науки РФ в рамках программы “Наука” (проект # 3.709.2014/К), фонда Leverhulme Trust Network (проект IN-2015-012), РФФИ (проекты #15-52-50028 ЯФ\_а и #14-02-01032\_А), а также программы “Photon and Quantum Basic Research Coordinated Development Program” Министерства Образования, Культуры, Спорта, Науки и Технологии Японии.

1. Y. Shibata, S. Sasaki, K. Ishi, T. Takahashi, T. Matsuyama, and K. Kobayashi, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 3221 (2001).
2. Б. М. Болотовский, А. В. Серов, *ЖТФ* **74**, 74 (2004).
3. J. V. Jelley, *Cerenkov Radiation and its Applications*, Pergamon Press, London (1958).
4. В. Е. Пафомов, *Труды ФИАН XLIV*, 28 (1969).
5. Н. А. Корхмазян, *Изв. АН АрмССР. Серия Физ.* **XV**, 115 (1962).
6. В. М. Bolotovskii, *Sov. Phys. Usp.* **4**, 781 (1962).
7. M. Shevelev, A. Konkov, and A. Aryshev, *Phys. Rev. A* **92**, 053851 (2015).
8. К. О. Kruchinin and D. V. Karlovets, *Russ. Phys. J.* **55**, 9 (2012).
9. M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press, London (1970).
10. Г. В. Розенберг, *УФН* **56**, 77 (1955).
11. M. V. Shevelev and A. S. Konkov, *J. Exp. Theor. Phys.* **118**, 501 (2014).