

МНОГОСЛОЙНЫЕ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СРЕДЫ КАК МЕТОД ЗАЩИТЫ ОТ РАДИАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Б.В. Борц, В.И. Ткаченко, И.В. Ткаченко

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: tkachenko@kipt.kharkov.ua, тел./факс +38(057)335-08-47

Анализируются многослойные биметаллические среды как средство защиты околоземных космических аппаратов от радиационного космического излучения. Проведена оценка радиационных потерь энергии электрона в неоднородных средах, которые могут быть сформированы либо слоями материалов с различными диэлектрическими постоянными, либо смоделированы изменяющейся по гармоническому закону в пространстве диэлектрической проницаемостью. Показано, что в неоднородных средах с изменяющейся по гармоническому закону в пространстве диэлектрической проницаемостью радиационные потери электрона пропорциональны квадрату параметра неоднородности, т.е. малы. В случае, когда в периодической слоистой среде с резкими границами выполняются условия параметрической связи собственных волн среды, радиационные потери электрона пропорциональны параметру неоднородности в первой степени и сравнимы с потерями, которые обусловлены элементарными актами рассеяния. Средняя длина потерь на излучение электрона с энергией 2(6) МэВ в многослойной биметаллической среде вольфрам-алюминий при значении периода $L \approx 0,3 \cdot 10^{-6}$ см сравнима со средним пробегом электрона в такой среде. Характеристические углы излучения при этом имеют дискретный характер и направлены от 0 до 180°. С увеличением угла излучения мощность потерь растет и максимальна для характеристических углов, близких к 90°.

ВВЕДЕНИЕ

В околоземном и межпланетном пространстве материалы и элементы оборудования космических аппаратов (КА) подвергаются воздействию разнообразных факторов космической среды, в частности, корпускулярных потоков различного происхождения. Радиационные условия на борту КА зависят от типа его орбиты относительно радиационных поясов Земли. Максимальная доза излучения поглощается внешней поверхностью КА. Так, например, наиболее подвержены радиационному воздействию полупроводниковые и диэлектрические материалы, в частности фотопреобразователи солнечных батарей. Солнечная батарея - полупроводниковый фотоэлектрический генератор, непосредственно преобразующий энергию солнечной радиации в электрическую, - в настоящее время является основным источником автономного энергопитания в космических летательных аппаратах. В качестве материала фотоэлементов используют высокочистый кремний в виде монокристаллических пластин толщиной 0,05...0,4 мм и кварцевое стекло толщиной 0,05...0,15 мм для прозрачного защитного покрытия. Солнечные батареи подвержены деградации (снижению вырабатываемой мощности) при воздействии космической радиации, включающей комбинированное УФ- и рентгеновское излучения, электроны, солнечный ветер, солнечные космические лучи.

При исследованиях влияния корпускулярного излучения на физико-химические свойства материалов выделяют два типа основных воздействий [1]. Первый определяется

ионизационными процессами, второй – структурными нарушениями материалов. Ионизационные явления зависят от мощности дозы излучения и исчезают с различным временем релаксации при выходе КА из радиационного пояса Земли. Нарушения структуры материала определяются дозой и энергетическим спектром излучения.

В космических корпускулярных потоках наиболее опасными для полупроводниковых и диэлектрических элементов являются электронные потоки с энергией более 1 МэВ [2], так как они являются основными поставщиками рентгеновского излучения. Энергия и количество электронов на единичную поверхность изменяются в пределах 2...6 МэВ и $(2...6) \cdot 10^{14}$ см⁻² соответственно (рис. 1).

Известно, что ускоренный электрон при движении в среде теряет энергию на ионизационное и радиационное торможение [4]. Для энергии электрона, превышающей критическую, его полные потери определяются радиационным механизмом. Поэтому в дальнейшем считаем энергию электрона порядка или близкой к критической и будем исследовать потери его энергии при прохождении через многослойную биметаллическую среду. Излучение заряженных быстрых частиц в периодических средах достаточно давно привлекает внимание исследователей [5, 6]. Наряду с исследованием жесткого коротковолнового излучения, когда длина волны λ значительно меньше периода среды $d: \lambda \ll d/2\gamma$, где γ - релятивистский фактор, представляют интерес исследования излучения в длинноволновой части спектра, когда $\lambda \gg d$.

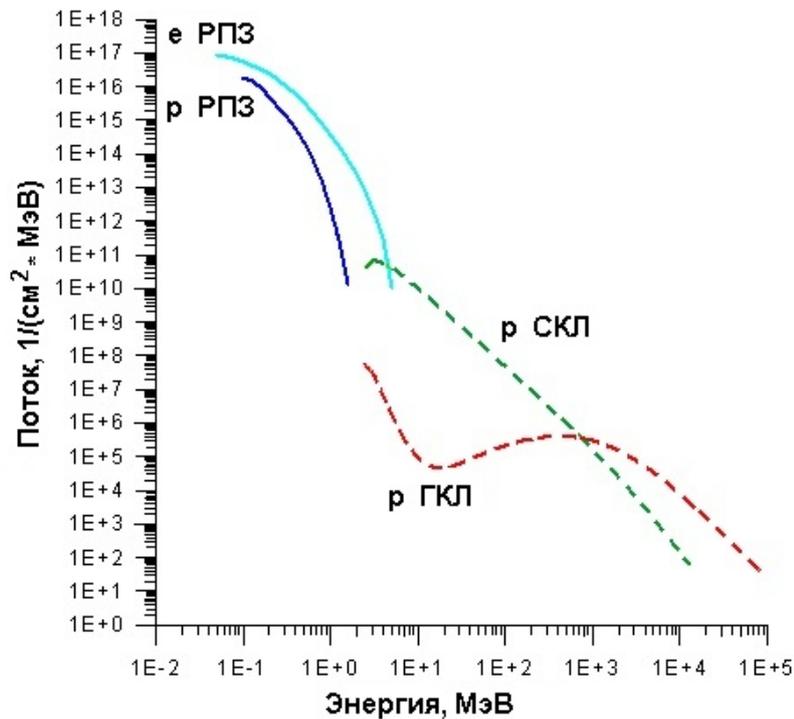


Рис. 1. Энергетические спектры потоков электронов e и протонов p за 10 лет на круговой орбите высотой 36000 км с наклоном: 0 град (сплошные кривые); 55...56 град (пунктирные кривые) [3]. РПЗ – радиационный пояс Земли; СКЛ – солнечные космические лучи; ГКЛ – галактические космические лучи

Такое когерентное излучение быстрых заряженных частиц, обусловленное пространственной периодичностью кристалла, обычно называют параметрическим излучением Вавилова-Черенкова. Так же, как и излучение Вавилова-Черенкова, параметрическое черенковское излучение (ПЧИ) является следствием поляризации среды, вызываемой электрическим полем движущейся частицы. Однако в отличие от излучения Вавилова-Черенкова, условием которого является требование превышения скорости частицы над скоростью распространения света в среде, для ПЧИ выполнение этого неравенства не обязательно.

Основной интерес при исследовании прохождения электронов через периодические среды представляет оценка мощности потерь на излучение. Так, при прохождении низкоэнергетичного электронного пучка через многослойные наноструктуры, состоящие из двух чередующихся материалов с близкими по величине диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , генерируется узкополосное рентгеновское переходное излучение, мощность которого пропорциональна квадрату малого параметра $q = (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ [7]. Однако при определенных условиях мощность потерь на излучение в таких периодических средах может быть значительно выше, так как в [7] не учитывалась возможность связи возбуждаемых электроном собственных электромагнитных волн среды, которая обусловлена неоднородностью.

Исследованию влияния этого эффекта на величину мощности потерь посвящена работа [8]. В этой работе на примере неоднородности типа $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_0 + q \cos(\vec{k} \cdot \vec{r})$, где \vec{k} - вектор обратной решетки среды; \vec{r} - пространственная координата; $q \ll \epsilon_0$ - параметр неоднородности среды, показано, что мощность потерь энергии электрона на излучение при определенных условиях может быть пропорциональна малому параметру q в первой степени, т.е. значительно возрастает.

В данной работе с целью определения возможности использования многослойных биметаллических материалов для защиты от радиационного излучения в околоземном пространстве исследованы характерные параметры радиационных потерь энергии слабо-релятивистского электрона в многослойной биметаллической среде.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕД

Взаимодействие нерелятивистского электрона, движущегося в бесконечной периодической среде, один период которой состоит из двух слоев различных металлов, сопровождается электромагнитным излучением. Для исследования условий генерации излучения и определения его параметров необходимо задать высокочастотные диэлектрические проницаемости образующих такую среду слоев металлов:

$$\varepsilon_{i,2}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p1,p2}^2}{\omega(\omega + i\nu_{\text{эф}}^{1,2})}, \quad (1)$$

где $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 Z_i n_i}{m}}$ - плазменная частота электронного газа i -го металла; e - заряд электрона; m - его масса; n_i - концентрация атомов в i -м металле, Z_i - количество свободных электронов на один атом i -го металла; $\nu_{\text{эф}}^{1,2} = \tau_{1,2}^{-1}$ - эффективная диссипация i -го металла, определяемая через время релаксации $\tau_{1,2}$ [9].

Для алюминия и вольфрама времена релаксации при комнатных температурах оказываются порядка $\tau \approx 10^{-14} \dots 10^{-15}$ с [9]. Поэтому для них в области высоких частот ($\omega^2 \gg \omega_{p1,p2}^2$) выполняется соотношение $\omega \gg \nu_{\text{эф}}^{1,2}$, и диссипацией поля излучения можно пренебречь.

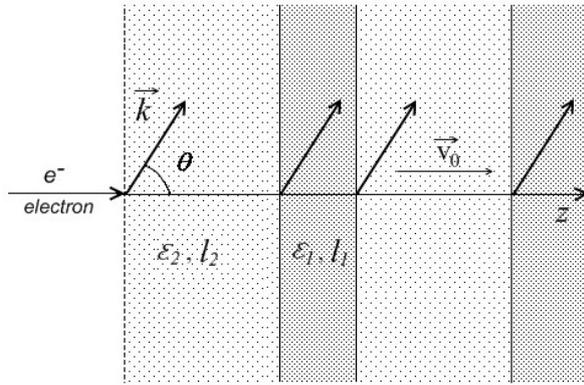


Рис. 2. Схема резонансного взаимодействия электрона с многослойной биметаллической средой

2. РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА В ГАРМОНИЧЕСКИ ПЕРИОДИЧНЫХ СРЕДАХ

Пусть заряженная частица движется с постоянной скоростью \vec{v}_0 в бесконечной среде, образованной из чередующихся слоев вольфрама и алюминия различной толщины (рис. 2). Полагаем, например, толщину вольфрама l_1 , а алюминия l_2 (в дальнейшем толщина слоев полагается равной). Диэлектрические свойства этих металлов для высокочастотного электромагнитного излучения можно представить в виде (1).

Если границы между слоями металла не являются резкими, то эффективную высокочастотную диэлектрическую проницаемость такой среды можно аппроксимировать выражением [10]:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_0 + q \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (2)$$

где

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} \frac{Z_1 n_1 l_1 + Z_2 n_2 l_2}{l_1 + l_2} = 1 - \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} N_0; \quad (3)$$

$$q = \frac{4\pi e^2 |Z_1 n_1 - Z_2 n_2|}{m \omega^2} \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{\pi l_1}{l_1 + l_2}\right) = \frac{4\pi e^2}{m \omega^2} \Delta N; \quad (4)$$

$\vec{k} = \frac{2\pi}{l} \vec{e}_z$ - вектор обратной решетки периодически неоднородной среды; $l = l_1 + l_2$ - период решетки, \vec{e}_z - единичный вектор, направленный вдоль оси oz ; $|q| \ll |\varepsilon_0|$ - параметр пространственной неоднородности среды; \vec{r} - пространственная координата.

Представление диэлектрической проницаемости среды в виде (2) полезно для качественного определения мощности излучения электромагнитных волн, в том числе и электромагнитных волн мягкого рентгеновского диапазона.

Исходя из результатов работы [11], где определена мощность излучения релятивистского электрона в гармонически неоднородной среде $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \sin(\vec{k} \cdot \vec{r})$, можно показать, что эффективная длина потерь на излучение $l_{\text{эф}}$, см для релятивистского электрона с $\gamma = 6$ [10] значительно превосходит его средний пробег в среде вольфрам-алюминий $\bar{R} \approx 0,15$ см [4,12,13], обусловленный элементарными актами рассеяния.

Величина среднего пробега релятивистского электрона в гармонически неоднородной среде (2) с использованием результатов, полученных в [8], также значительно превосходит приведенный выше средний пробег электрона в среде вольфрам-алюминий.

Таким образом, из приведенных выше оценок следует, что в металлах с гармонически неоднородной высокочастотной диэлектрической проницаемостью мощность потерь электрона на излучение мала, так как пропорциональна малой величине - квадрату параметра неоднородности среды q^2 , а величина среднего пробега значительно превосходит пробег, обусловленный элементарными актами рассеяния.

3. РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА В МНОГОСЛОЙНЫХ СРЕДАХ С РЕЗКОЙ ГРАНИЦЕЙ МЕЖДУ СЛОЯМИ

Мощность потерь энергии электрона на излучение в многослойной среде с резкой границей между слоями получена в работе [5]. Однако полученное выражение не было проанализировано до конца из-за невозможности вычисления его особых точек.

Можно показать, что исходное выражение для мощности потерь энергии электрона на излучение нетрудно привести к виду [9]:

$$\frac{dW}{dt} \approx \frac{|\varepsilon_2 - \varepsilon_1|}{\varepsilon_0^2} \cdot \frac{e^2 k^2 v_0}{2 \cdot \pi^2} (-1)^{n+p} \frac{1+2p}{1+2n} \int_0^\infty \frac{x^3 (2\varepsilon_0 - \beta^2 - x^2)^2 dx}{(\varepsilon_0 - \beta^2 - x^2)^4}, \quad (5)$$

где n, p - целые числа.

Выражение (5) пропорционально параметру неоднородности в первой степени: $\frac{|\varepsilon_2 - \varepsilon_1|}{\bar{\varepsilon}_0} = \frac{\pi}{2} q$

[10], и, таким образом, мощность потерь энергии электрона на излучение может оказаться сравнимой с мощностью его потерь на элементарных актах рассеяния.

Рассмотрим подробнее условия, при которых происходит значительное увеличение мощности потерь энергии электрона на излучение.

Выражение (5) получено при условии равной толщине слоев $l_1 \equiv a = l_2 \equiv b$ (a и b - обозначения работы [5]) и при условии параметрической связи между волновыми векторами среды (рис. 3):

$$\vec{k}_m - \vec{k}_{m-1} = \vec{\kappa}, \quad |\vec{k}_m| = |\vec{k}_{m-1}|, \quad (6)$$

где $\vec{k}_m \equiv \vec{k} + m\vec{\kappa} = \left\{ \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos(\theta) + m\kappa, k_{\perp} \right\}$,

$\vec{k}_{m-1} = \left\{ \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos(\theta) + (m-1)\kappa, k_{\perp} \right\}$ - волновые

векторы собственных волн периодической среды; θ - угол между вектором обратной решетки среды и симметрично расположенными относительно вектора обратной решетки волнами \vec{k}_m и \vec{k}_{m-1} ; m

- целые числа; $k_{\perp} = \frac{\omega}{c} \sin(\theta)$ - поперечное

волновое число; $\varepsilon_1 \square \varepsilon_1 = \bar{\varepsilon}_0$.

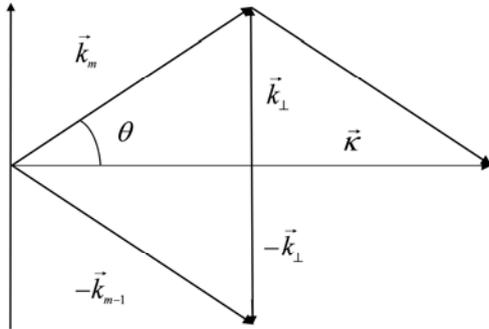


Рис. 3. Схема взаимодействия между волновыми векторами собственных волн среды \vec{k}_m, \vec{k}_{m-1} и вектором обратной решетки периодически неоднородной среды $\vec{\kappa}$

Из последнего равенства (6) следует условие излучения:

$$\sqrt{\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \cos \theta - \frac{\kappa}{2} = -\kappa \cdot m. \quad (7)$$

Громоздкое выражение для мощности потерь энергии электрона, которое получено в [5], можно свести к виду (5), интегрируя исходное выражение по комплексной частоте по замкнутому контуру,

охватывающему решения дисперсионного уравнения (в обозначениях оригинала):

$$\cos\left(\frac{2\omega a}{v_0}\right) = \cos(p_1 a) \cdot \cos(p_2 a) - \frac{1}{2} \left(\frac{p_1 \varepsilon_2 + p_2 \varepsilon_1}{p_2 \varepsilon_1 + p_1 \varepsilon_2} \right) \sin(p_1 a) \cdot \sin(p_2 a). \quad (8)$$

В монографии [14] дисперсионное уравнение (8) отмечено как уравнение, решения которого в явном виде получить не удастся. Однако оказывается, что оно может быть найдено следующим образом.

Будем считать справедливыми следующие соотношения:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\Omega;$$

$$P_n \equiv p_{10} a = \frac{\pi}{2} (2n+1); P_l \equiv p_{20} b = \frac{\pi}{2} (2l+1), \quad (9)$$

где n, l - целые числа (из условия $a = b$ следует $l = n$); $|\Delta\Omega| \square \omega_0$.

Тогда, разлагая все слагаемые уравнения (8) в ряд Тейлора в окрестности точек P_n и P_l , нетрудно получить искомые решения [10]:

$$\omega_0 = \frac{v_0}{2a} \pi (2p+1), \quad \Delta\Omega = \mp i \frac{v_0}{2a} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}, \quad (10)$$

где p - целые числа.

Суммарная (просуммированное по n и p выражение (5)) мощность потерь энергии электрона на излучение может быть записана в виде

$$\left| \frac{dW}{dt} \right| \square \frac{|\varepsilon_2 - \varepsilon_1|}{\varepsilon_0^2} \cdot \frac{e^2 \kappa^2 v_0}{4 \cdot \pi} \int_0^{\lambda_{\max}} \frac{x^3 (2\varepsilon_0 - \beta^{-2} - x^2)^2 dx}{(\varepsilon_0 - \beta^{-2} - x^2)^4}, \quad (11)$$

где $\lambda_{\max} = \frac{k_{\perp} c}{\omega_0} \square \frac{L}{d_a}$; d_a - среднее расстояние

между атомами среды; $\beta = \frac{v_0}{c}$.

Из выражений (5) и (9) следует, что углы излучения θ расположены в интервале $[0, \pi]$ и могут быть определены из соотношения:

$$\cos(\theta) = \frac{2(1+2n)}{\beta(1+2p)}. \quad (12)$$

Отметим, что излучение возможно при условии $2(1+2n) \leq \beta(1+2p)$, которое выполнимо для сравнительно высокочастотных волн.

Кроме этого, из выражения (5) следует, что мощность потерь энергии электрона на излучение растёт с увеличением частоты испускаемой волны ω_0 и максимальна при углах излучения θ , близких к $\pi/2$.

Оценка среднего пробега электрона с энергиями $2,0(6,0)$ МэВ (электроны на околоземной орбите КА) при прохождении через многослойную вольфрам-алюминиевую среду с периодом $L \approx 0,3 \cdot 10^{-6}$ см с помощью выражения (5) дает величину $l_{эф} \approx 0,17(0,5)$ см, что сравнимо с величиной среднего пробега электрона в среде, рассчитанной по традиционной методике [4]: $\bar{R} \approx 0,1(0,32)$ см.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что полученная оценка для средней длины потерь энергии электрона на излучение в многослойном вольфрам-алюминиевом экране сравнима по величине со средней длиной потерь в монослойном вольфрамовом экране.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе проведена оценка радиационных потерь энергии электрона в неоднородных средах, которые могут быть сформированы либо слоями материалов с различными диэлектрическими постоянными, либо смоделированы изменяющейся по гармоническому закону в пространстве диэлектрической проницаемостью.

Показано, что в неоднородных средах с изменяющейся по гармоническому закону в пространстве диэлектрической проницаемостью радиационные потери электрона пропорциональны квадрату параметра неоднородности, т.е. малы.

В случае, когда в среде выполняются условия параметрической связи собственных волн среды, которые излучаются электроном, радиационные потери электрона пропорциональны параметру неоднородности в первой степени и сравнимы с потерями, которые обусловлены элементарными актами рассеяния.

Эффективная длина потерь на излучение электрона с энергией 2 или 6 МэВ в многослойной биметаллической среде вольфрам-алюминий при значении периода $L \approx 0,3 \cdot 10^{-6}$ см сравнима со средним пробегом электрона в такой среде.

Характеристические углы излучения при этом имеют дискретный характер и направлены от 0 до 180° . С увеличением угла излучения мощность потерь растет и максимальна при углах излучения, близких к 90° .

Полученная оценка для средней длины потерь энергии электрона на излучение в многослойном вольфрам-алюминиевом экране сравнима по величине со средней длиной потерь в монослойном вольфрамовом экране, но имеет выигрыш по массе в

1,5-1,6 раза, что имеет существенное значение для изделий, находящихся в космосе.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Акишин, И.Б. Теплов. Имитация воздействия космических излучений на материалы // *Физика и химия обработки материалов*. 1992, №6, с.47-57.
2. О. Гобчанский, Н. Кузнецов. Устойчивость IBM PC совместимых контроллеров к радиационным сбоям на орбитах космических аппаратов // *Современные технологии автоматизации*. 2005, № 3, с. 46-51.
3. *Физика космоса: маленькая энциклопедия* / Под ред. Р.А. Сюняева. М.: «Сов. энциклопедия», 1986, 783 с.
4. А.П. Черняев. *Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом*. М.: «Физматлит», 2004, 152 с.
5. Я.Б. Файнберг, Н.А. Хижняк. Потери энергии частицей при прохождении через слоистый диэлектрик // *ЖЭТФ*. 1957 т. 32, в. 4, с. 883-895.
6. Л.М. Тер-Микаэлян. *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*. Ереван: АН АрмССР, 1969, 459 с.
7. А.Е. Kaplan, С.Т. Law, P.L Shkolnikov. X-ray narrow-line transition radiation source based on low-energy electron beams traversing a multilayer nanostructure // *Phys. Rev. E*. 1995, v. 52, № 6, p. 6795-6808.
8. В.И. Ткаченко, И.В. Ткаченко. Излучение осциллирующего заряда, движущегося с нерелятивистской скоростью в периодически неоднородной среде // *ВАНТ. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2008, № 4, с. 242-244.
9. Н. Ашкрофт, Н Мермин. *Физика твердого тела*. М.: «Мир», 1975, т. 1, 399 с.
10. B.V. Borts, I.V. Tkachenko, V.I. Tkachenko. Radiation Losses Of Energy In Multilayered Bimetallic Media // *Proc. of XXI International Workshop on Charged Particle Accelerators, 06-12 September 2009, Crimea, Alushta*, p. 158.
11. В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович. Некоторые вопросы теории переходного излучения и переходного рассеяния // *УФН*. 1978, т. 126, в. 4, с. 553-608.
12. *Таблицы физических величин: Справочник* / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: «Атомиздат», 1976, 1008 с.
13. *Ядерная физика в Интернете при поддержке НИЯФ МГУ*: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>.
14. Г.М. Гарибян, Ян Ши. *Рентгеновское переходное излучение* / Отв. ред. Ю.Г. Шахназарян. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1983, 320 с.

Статья поступила в редакцию 11.12.2009 г.

БАГАТОШАРОВІ БІМЕТАЛІЧНІ СЕРЕДОВИЩА ЯК ЗАСІБ ЗАХИСТУ ВІД РАДІАЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Б.В. Борц, В.І. Ткаченко, І.В. Ткаченко

Аналізуються багатошарові біметалічні середовища як засіб захисту навколоземних космічних апаратів від радіаційного космічного випромінювання. Проведена оцінка радіаційних втрат енергії електрона в неоднорідних середовищах, які можуть бути сформовані або шарами матеріалів з різними діелектричними постійними, або змодельовані діелектричною проникністю, що змінюється за гармонійним законом у просторі. Показано, що в неоднорідних середовищах з діелектричною проникністю, що змінюється за гармонійним законом у просторі, радіаційні втрати електрона пропорційні квадрату параметру неоднорідності, тобто малі. У випадку, коли у періодичному шаруватому середовищі з різкими межами виконуються умови параметричного зв'язку власних хвиль середовища, які випромінюються електроном, радіаційні втрати електрона пропорційні параметру неоднорідності в першому ступені й порівнянні із втратами, які обумовлені елементарними актами розсіювання. Ефективна довжина втрат на випромінювання електрона з енергією 2(6) MeV у багатошаровому біметалічному середовищі вольфрам-алюміній при значенні періоду $L \approx 0,3 \cdot 10^{-6}$ см порівнянна із середнім пробігом електрона в такому середовищі. Характеристичні кути випромінювання при цьому мають дискретний характер і спрямовані від 0 до 180°. Зі збільшенням кута випромінювання потужність втрат росте і максимальна для характеристичних кутів, близьких до 90°.

MULTILAYER BIMETALLIC MEDIA AS PROTECTION METHOD FROM RADIOACTIVE RADIATION

B.V. Borts, V.I. Tkachenko, I.V. Tkachenko

Multilayer bimetallic media as means of protection of the earth's space vehicle from radioactive space radiation is described in the proposed paper. Evaluation of radiation losses of electron energy in inhomogeneous media is carried out; these media may be formed by layers of materials with different dielectric constants or they may be simulated by dielectric permittivity varying in space by harmonic law. It is shown that in such media the radiation losses of electron are proportional to the square of parameter of inhomogeneity, that is the losses are low. In the case when in periodic laminar medium with sharp boundaries the conditions of parametric union of self-waves of medium are satisfied, the losses of electron are proportional to the inhomogeneity parameter to first power and are comparable with losses that are caused by elementary events of scattering. The mean length of radiation losses of electron with energy 2(6) MeV in multilayer bimetallic medium tungsten-aluminum with period $L \approx 0,3 \cdot 10^{-6}$ cm is comparable with mean path of electron in such medium. The characteristic angles of radiation have the discrete character and are directed from 0 to 180°. The power of losses increases with the radiation angle increase and is maximal for characteristic angles approaching 90°.