Дозы облучения микро- и нанослоев при образовании свежих поверхностей

Никеров В. А., Юнга А. Н.

Московский государственный институт электроники и математики, nik@cea.ru

Образование свежих поверхностей при разломе и разрыве материалов часто приводит к заряжению поверхностей и генерации сильных электрических полей [1]. Эти поля способны рождать потоки электронов и последующего тормозного излучения высокой энергии. Так при разломе кварца и гранита возникают потоки релятивистских электронов невысокой интенсивности. Существенно более высокие интенсивности имеют электронные пучки, рождающиеся при разматывании липких лент. Эти пучки могут обеспечивать существенную дозовую нагрузку в микро- и нанослоях при отрыве липких лент от различных приборов и материалов, а также при разломе и разрыве материалов в других случаях. Рассчитаем эту нагрузку с использованием модели обобщенной диффузии нерелятивистских электронов.

Характер транспорта электронов определяется [2] соотношением тормозного пути (длины поглощения) *La* и транспортной длины пробега (длины рассеяния) *L*s. Тормозной путь – это путь, который проходит электрон до своего полного торможения (поглощения) вследствие неупругих столкновений с атомами среды. Транспортная длина пробега характеризуется расстоянием, на котором существенно меняется направление движения частицы (пробег до разворота). Ключевым параметром модели является диффузионное отношение

*R*=*La/Ls*. (1)

Если *R* << 1, то электрон пройдет путь *La* и затормозится, так и не успев заметно искривить свою траекторию. Длина почти прямолинейного пробега вдоль координаты в этом случае, очевидно, равна пройденному пути

*L* = *La*. (2)

В противоположном предельном случае *R* >> 1, частица за время полного торможения успевает многократно изменить направление своего движения, и транспорт носит диффузионный характер. При этомсредняя длина пробега *L* вдоль координаты равна

, (3)

где *D =* (1/3) *Lsv -* коэффициент диффузии; *t= La**/ v* - время диффузии, *v* – скорость электрона. Отсюда следует, что длина пробега в этом случае близка к среднему геометрическому из тормозного пути и транспортной длина пробега. В общем случае среднюю длину пробега можно задать сшивкой предельных случаев:

*L = La* для *R ≤* 2/3;  для *R* > 2/3. (4)

При *R* ≈ 2/3 оба предельных случая дают одинаковый результат.

Для нерелятивистских электронов тормозной путь вычисляют с помощью формулы Бете:

, (5)

где *s* - путь, пройденный электроном; каждый из членов суммы отвечает определённому типу атомов тормозящего вещества; *E –* текущаяэнергия быстрого электрона; *K = 1/*(4*πε*0); *ε*0 - электрическая постоянная; *e* - заряд электрона; *Ni* и *Zi* - соответственно концентрация и зарядовое число атомов типа *i*; *I*0 ≈ 10 эВ. При этом по своему физическому смыслу *La*(*Е*0) представляет путь, пройденный электроном, последовательно теряющим свою энергию от начального значения *Е*0до минимального характерного *Emin~* *I*0 *Z,* где *Z* – среднее зарядовое число атомоввещества.Здесь при интегрировании пренебрегалось логарифмической зависимостью от параметра интегрирования, а также вкладом в тормозной путь фрагмента траектории, соответствующего малым значениям энергии.

Транспортная длина пробега нерелятивистских электронов может быть вычислена по формуле

, (6)

где  - угол экранирования; *h -* постоянная Планка; *m -* масса электрона; *v -* его скорость; *a0* - боровский радиус. При этом основной вклад в транспортную длину рассеяния обычно (кроме рассеяния на атомах водорода) вносят столкновения с ядрами, так что вклад столкновений с ядрами превышает вклад столкновений с электронами в *Z* раз.

На рис. 1 представлены рассчитанные с использованием модели обобщенной диффузии длины пробега вдоль координаты электронов с энергией 3-100 кэВ для характерных веществ с различными зарядовыми числами (*Z*=2.7 – полиэтилен, *Z*=10 - кварц, *Z*=33 - мышьяк, *Z*=82 – свинец). При энергии, меньшей 3 кэВ, в формулах появляется ошибка, связанная с тем, что они выводились для больших энергиях, превышающих *I*0 *Z*. При энергии, большей 100 кэВ, в формулах появляется ошибка, связанная с тем, что электрон становится релятивистским.

Анализ показывает, что в рассматриваемом диапазоне энергий электронов сшивка прямолинейного и диффузионного приближений модели обобщенной диффузии имеет место в диапазоне *Z* от 2.6 (при больших энергиях) до 3.6 (при малых энергиях). Поскольку переход от одного приближения к другому является плавным, то для большинства задач можно приближенно считать, что переход от одного приближения к другому происходит при *Z* ≈ 3. При этом при меньших *Z* работает прямолинейное приближение, а при больших – диффузионное.

Существенно, что в соответствии с формулами (2, 3, 5, 6) длина пробега вдоль координаты в прямолинейном приближении пропорциональна

*L ~ Z-1*, (7)

в то время как в диффузионном приближении

*L ~ Z-1.5*. (8)

Отметим, что полученные данные по длине пробега вдоль координаты в среднем в пределах 10-30% согласуются с экспериментами и расчетами методом Монте-Карло. Анализ показывает, что функция

$f\left(Z, E\_{0}\right)=\frac{L\_{a}}{L\_{s}(Z+1)}$ (9)

слабо зависит от зарядового числа *Z*=1-82 (в пределах ±5%) и энергии электронов (в пределах ±20%), поскольку в соответствии с (5-6) эта зависимость определяется, в основном логарифмами. Поэтому в рассматриваемом диапазоне зарядового числа и энергии с точностью 20% диффузионное отношение задается формулой:

*R*=*f(Z+1),* (10)

где *f≈*0.16.

Доза облучения *D* определяется энергией излучения, поглощаемой единицей массы вещества, и может быть связана с интенсивностью пучка *I* (измеряемой в Дж/см2), длиной пробега вдоль координаты *L* и плотностью вещества *ρ* формулой:

$D=\frac{I}{Lρ}$. (11)

Произведение $Lρ$ в соответствии с (7, 8) слабо зависит от типа вещества, так что в диффузионном приближении (качественно справедливом для практически всей таблицы Менделеева) соблюдается пропорциональность

*D ~ Z0.5.* (12)

Эта зависимость становится еще более слабой, если учесть, что в тяжелых ядрах растет доля нейтронов в ядре, и масса ядра растет быстрей, чем заряд.

Рассмотрим характерный пример. В соответствии с [3] при разматывании липкой ленты может возникать поток электронов с энергией 30 кэВ, причем на 1 см2 поверхности поступает 1010 электронов. Сшивка при такой энергии имеет место для зарядового числа ядра атомов *Z*=2.8, что близко к среднему зарядовому числу ядра атомов полиэтилена (*Z*=2.7). Модель обобщенной диффузии дает в этом случае длину пробега электрона (в прямолинейном приближении) L = 12.9 мкм. Вещество получает энергию 4.8·10-5 Дж/ см2 на объем 1.29·109 м3. Для полиэтилена плотностью 920 кг/м3 это дает немалую дозу облучения 40 Гр.

Подобные эффекты могут возникать и при образовании других свежих поверхностей – например, при разрыве картона, а также при разломе и разрыве других материалов.

В целом же зависимость дозы облучения характерных веществ от энергии рождающихся при образовании свежей поверхности электронов (при фиксированном потоке 1010 электронов на 1 см2) представлена на рис. 2.

Отсюда следует вывод, что доза облучения при отрыве липких лент от различных материалов (и, возможно, при разломе и разрыве других материалов) может на величину до 4 и более порядков превышать естественную дозу облучения за год. Такие мощные дозы могут приводить к химическому разрушению микро- и нанослоя вещества и обеспечить, например, повреждение электронного прибора или биообъекта.

1. *Бочаров Г.С., Елецкий А.В.,* *Никеров В.А.* Энергия электронов, испускаемых при разделении поверхностей // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 4. С. 396-400.

2. *Nikerov V.A., Sholin G.V.* Fast particle degradation diffusion cascade. Amsterdam: Harwood Academic Publishers, Supplement to Phys.Rev. 2000.

3. *Camara, C.G., Escobar, J.V., Hird, J.R. & Putterman, S.J.* Correlation between nanosecond X-ray flashes and stick–slip friction in peeling tape // Nature. 2008. Vol. 455. Pp. 1089-1093.