

1. Frenzel H., Schultes H.//Lumineszenz im ultraschall-beschickten Wasser., Zs., phys.//Chem. 1935. B 27. P. 421.
2. Fridmann A.//Zeitschrift für Physik. 1924. V. 21. P. 326.
3. Lord Rayleigh//Phil. Mag. 1917. V. 34. P. 94.
4. Margulis M. A., Margulis I. M. Contemporary review on nature of sonoluminescence and sonochemical reactions// Ultrasonics Sonochemistry 9 (2002) 1—10. ELSEVIER.
5. Marinesco N., Trillat J. J. Action des ultra-sons sur les plaques photographiques//Compt. Rend. 1933. V. 196. P. 858.
6. Marinesco N., Reggiani M. Impression des plaques photographiques par les ultrasons//Ibid. V. 200. P. 548.
7. Mayer E. Some new measurements on sonically induced cavitation//J. Acoust. Soc. America. 1957. V. 29. № 1. С. 4—8.
8. Oppenheimer J. R., Volkoff G. M.//Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 374.
9. Prudhomme R. O., Busso R. H. Photogenese ultraviolette dans l'eau soumise aux ultrasons//Compts Rend. 1952. V. 235. P. 1486.
10. Schwinger J.//Proc. Natl. Acad. Sci. 1992. V. 89. P. 4091.
11. Sette D. Proceedings of the 3-rd International Congress on Acoustics — Stuttgart, 1959 (Amsterdam, 1961). P. 330.
12. Shapira D., Saltmarsh M. J. Comments on Reported Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation//Ibid.
13. Taleyarkhan R. P., West C. D., Cho J. S., Lahey R. T., Nigmatulin Jr. R. I., Block R. C. Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation. Science. 2002. V. 295. P. 1868—1873.
14. Абрамов О. В. Личное сообщение. 2004.
15. Полуэктов П. П. Личное сообщение. 2002.
16. Taleyarkhan R. P., Block R. C., West C. D., Lahey R. T.// Comments on the Shapira and Saltmarsh report//Ibid.

Статья поступила в редакцию 25 июля 2006 г.

Sonoluminescence and Sono-Fusion

O. B. Khavroshkin

Schmidt Institute of Earth Physics, Moscow, Russia

V. P. Bystrov

Prokhorov's General Physics Institute, Moscow, Russia

Sonoluminescence (SL), the necessity of search of which followed from the Rayleigh's equations, after experiments Frenzel H. and Schultes H., till now remains as an effect complex and partly not deprived to mystery. In the certain conditions of experiment realization a short-wave x-ray site was found out. A thermonuclear model of SL was offered in 1973 on the basis of the experiments, and an output of neutrons was observed during cavitation in heavy water in presence of titanium D-germs in 1990.

УДК 553.9

Самораспыление тонких однородных пленок

В. В. Манухин

Московский энергетический институт (Технический университет), Москва, Россия

Работа посвящена аналитическому решению задачи о самораспылении тонких однородных пленок. Используя принципы инвариантного погружения, получены интегральные уравнения, описывающие поток распыленных атомов. Найдены приближенные решения интегрального уравнения для функций, раскрывающих спектры атомов, вылетающих с поверхностей пленок в случае самораспыления.

Работа посвящена решению задачи ионного распыления однородных мишеней конечной толщины (пленок) с использованием методов инвариантного погружения, которые впервые были предложены В. А. Амбарцумяном для решения проблемы рассеяния света в мутной среде [1]. Впоследствии эти методы были использованы другими авторами для решения задач рассеяния заряженных частиц [2, 3].

Уравнения, получаемые при применении данного подхода, содержат в себе граничные условия, описывая при этом величины, которые непосредственно измеряются в эксперименте, что является основным преимуществом этого метода.

Рассмотрим параллельный моноэнергетический поток частиц (N_0 — полный поток частиц) с энергией E_0 , который падает на плоско-параллельную мишень толщиной z_0 (пленку) в направлении

$\Omega_0 = \{\mu_0, \varphi_0\}$ (нормаль направлена внутрь материала). Чтобы за время анализа не происходило существенного изменения поверхности материала, будем рассматривать случаи малых флюенсов бомбардирующих ионов. Поскольку мы рассматриваем явление самораспыления, т. е. бомбардировку мишени частицами того же вида, что и составляющие ее атомы, то рассеянные и распыленные частицы будут принципиально неразличимы.

Обозначим восходящую часть дифференциальной плотности потока выбитых и рассеянных атомов на поверхности мишени через $N_{out}(z=0, E_0, \Omega_0; E, \Omega)$. Нисходящую часть дифференциальной плотности потока атомов, выбитых и рассеянных на глубине z_0 , обозначим через $N_{in}(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega)$. Введем вспомогательные функции: функцию самораспыления $G_1(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega)$ и самораспыления на прострел $G_2(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega)$. Эти функции описывают энергетические и угловые спектры атомов на поверхности мишени (но еще не преодолевших поверхностного барьера) и связаны с дифференциальной плотностью потока атомов следующими соотношениями [4, 5]:

$$G_1(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega) = \frac{\mu}{N_0} N_{out}(z=0, E_0, \Omega_0; E, \Omega);$$

$$G_2(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega) = \frac{\mu}{N_0} N_{in}(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega),$$

где $\mu_0 = \cos(\theta_0)$; $\mu = \cos(\theta)$;

θ_0 и θ — полярные углы.

Описывая процессы, приводящие к распылению атомов мишени, можно сформулировать следующие принципы [4].

1. Плотность восходящего потока атомов на некотором уровне z является результатом распыления (и рассеяния) атомов слоя толщиной $(z_0 - z)$, расположенного ниже z , нисходящим потоком атомов

$$N_{out}(z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) = \frac{N_0}{\mu} \cdot \exp\left(-\frac{zn\Sigma}{\mu_0}\right) \times$$

$$\times G_1(z_0 - z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) +$$

$$+ \frac{1}{\mu} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^E N_{in}(z, E_0, \Omega_0; E_1, \Omega_1) \times$$

$$\times G_1(z_0 - z, E_1, \Omega_1; E, \Omega) d^2\Omega_1 dE_1. \quad (1)$$

2. Плотность нисходящего потока атомов на некотором уровне z является результатом распыления (и рассеяния) атомов слоя толщиной z , расположенного выше z , восходящим потоком ато-

мов, и пропускания атомов слоем толщиной z , расположенным выше z :

$$N_{in}(z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) = \frac{N_0}{\mu} \times$$

$$\times G_2(z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) +$$

$$+ \frac{1}{\mu} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^E N_{out}(z, E_0, \Omega_0; E_1, \Omega_1) \times$$

$$\times G_1(z, E_1, \Omega_1; E, \Omega) d^2\Omega_1 dE_1.$$

3. Плотность восходящего потока атомов на поверхности мишени является результатом прохождения (с учетом выбивания атомов) слоя толщиной z атомами, приходящими к поверхности z снизу

$$N_{out}(z=0, E_0, \Omega_0; E, \Omega) = \exp\left(-\frac{zn\Sigma}{\mu}\right) \times$$

$$\times N_{out}(z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) + \frac{N_0}{\mu} G_1(z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) +$$

$$+ \frac{1}{\mu} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^E N_{out}(z, E_0, \Omega_0; E_1, \Omega_1) \times$$

$$\times G_2(z, E_1, \Omega_1; E, \Omega) d^2\Omega_1 dE_1.$$

4. Плотность нисходящего потока атомов на нижней поверхности слоя является результатом прохождения (с учетом выбивания атомов) слоя толщиной $(z_0 - z)$ атомами, приходящими к поверхности z сверху

$$N_{in}(z_0, E_0, \Omega_0; E, \Omega) = \exp\left(-\frac{(z_0 - z)n\Sigma}{\mu}\right) \times$$

$$\times N_{in}(z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) +$$

$$+ \frac{N_0}{\mu} G_2(z_0 - z, E_0, \Omega_0; E, \Omega) \cdot \exp\left(-\frac{zn\Sigma}{\mu_0}\right) + \quad (2)$$

$$+ \frac{1}{\mu} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^E N_{in}(z, E_0, \Omega_0; E_1, \Omega_1) \times$$

$$\times G_2(z_0 - z, E_1, \Omega_1; E, \Omega) d^2\Omega_1 dE_1,$$

где n — концентрация атомов в мишени;

Σ — полное сечение взаимодействия атомов (далее будем считать, что Σ не зависит от энергии атомов).

Графическое представление вышеперечисленных принципов приведено на рис. 1. В дальнейшем будем использовать плоскую геометрию, поэтому от сферических углов перейдем к полярным углам.

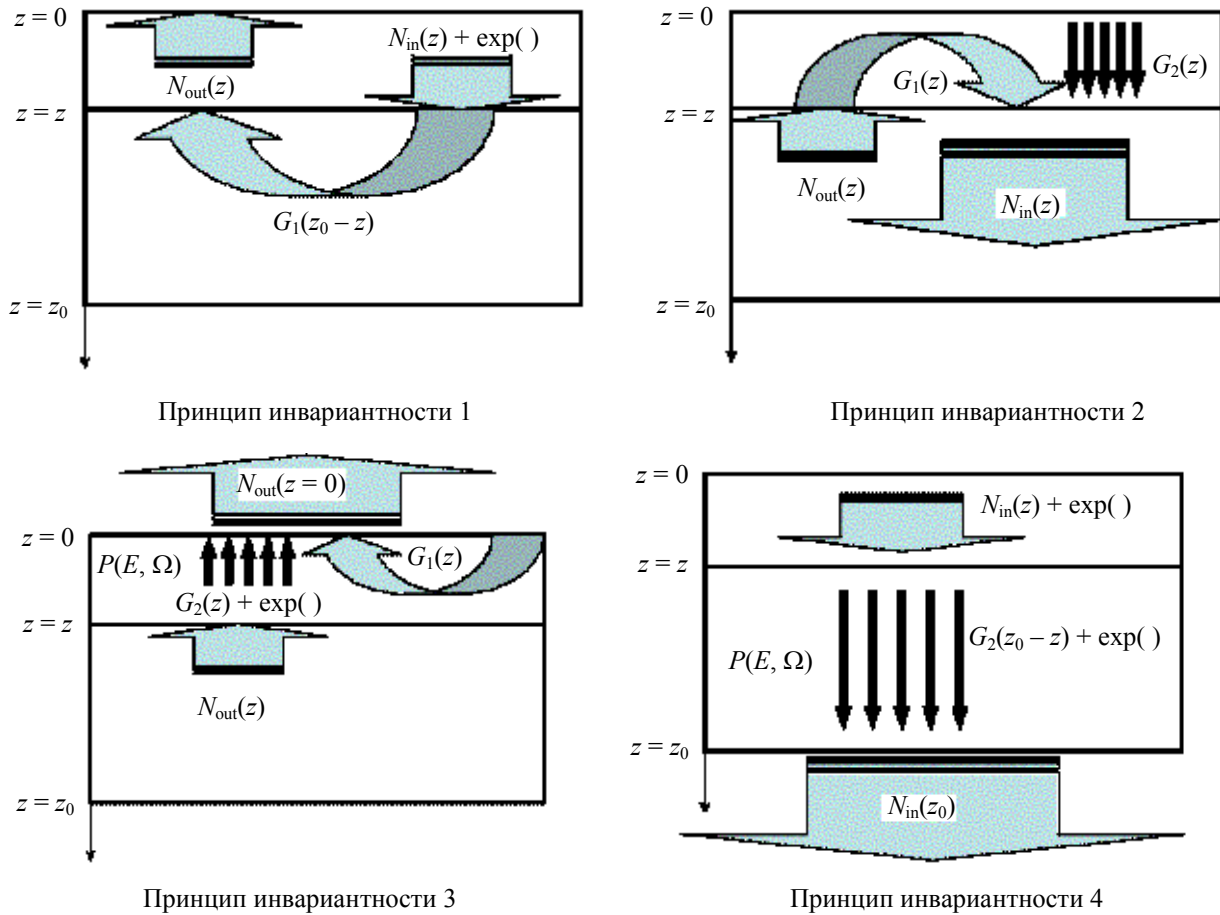


Рис. 1. Графическая интерпретация принципов инвариантного погружения

Ранее рядом авторов [6, 7] было показано, что распыление — это поверхностное явление, поэтому необходимо точно и правильно учитывать граничные условия.

Предположим наличие на поверхности материала плоского потенциального барьера. Поскольку законы, описывающие движение атома в твердом теле и в области потенциального барьера, будут различны, то удобно представить распыляемую мишень как двухслойную (см. рис. 1). Тогда согласно принципу 3 выходящий поток атомов можно рассматривать как результат пропускания атомов "слоем" потенциального барьера, приходящих к поверхности этого слоя снизу. Используя математическую запись данного принципа (в плоской геометрии), функцию самораспыления можно определить следующим образом:

$$S(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \iint G_1(z_0, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) P(E_1, \mu_1; E, \mu) dE_1 d\mu_1. \quad (3)$$

Здесь $P(E_1, \mu_1; E, \mu)$ — функция, определяющая вероятность для атома, имеющего на поверхности энергию E_1 и двигающегося в направлении $\Omega_1 = \{\mu_1, \phi\}$ от поверхности, преодолеть барьер и

вылететь с поверхности с энергией E и в направлении $\Omega = \{\mu, \phi\}$ [6]

$$P(E_1, \mu_1; E, \mu) = \delta(E + U - E_1) \times \delta \left(\cos \theta - \left[\left(1 + \frac{U}{E} \right) \cos^2 \theta_1 - \frac{U}{E} \right]^{1/2} \right),$$

где $\delta()$ — дельта-функция Дирака;

U — энергия поверхностной связи атомов.

Аналогичным образом, используя принцип инвариантности 4, можно определить функцию самораспыления на прострел

$$T(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \iint G_2(z_0, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) \times P(E_1, \mu_1; E, \mu) dE_1 d\mu_1. \quad (4)$$

Поскольку функции $G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ описывают энергетические и угловые спектры атомов, еще не преодолевших поверхностный потенциальный барьер, а функции $S(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $T(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ характеризуют реально измеряемые энергетические и угловые спектры распыленных атомов, то да-

лее будем называть $S(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $T(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ — функциями самораспыления и самораспыления на прострел, а $G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ — вспомогательными функциями самораспыления.

Аналитические процедуры определения неизвестных функций $G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ из уравнения переноса с использованием принципов инвариантности приведены в работе [4]. Следуя алгоритму, приведенному в этой работе, продифференцируем по z уравнения, выражающие принципы инвариантности, переходя к пределу при $z \rightarrow 0$ либо к пределу $z \rightarrow z_0$. Так, например, дифференцируя уравнения (1) и (2) и используя граничные условия

$$N_{in}(z=0, E_0, \mu_0; E, \mu) = 0 \quad \text{и}$$

$$N_{out}(z=z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = 0,$$

получаем

$$\left[\frac{dN_{out}(z, E_0, \mu_0; E, \mu)}{dz} \right]_{z=0} = \frac{1}{\mu} \int_0^{E_0} dE_1 \int_0^1 d\mu_1 \times$$

$$\times \left\{ \left[\frac{dN_{in}(z, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1)}{dz} \right]_{z=0} G_1(z_0, E_1, \mu_1; E, \mu) \right\} -$$

$$- \frac{N_0}{\mu} \left[\frac{n\Sigma}{\mu_0} G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) + \frac{dG_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)}{dz_0} \right];$$

$$0 = \frac{1}{\mu} \int_0^{E_0} dE_1 \int_0^1 d\mu_1 \times$$

$$\times \left\{ \left[\frac{dN_{in}(z, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1)}{dz} \right]_{z=0} G_2(z_0, E_1, \mu_1; E, \mu) \right\} +$$

$$+ \left[\frac{dN_{in}(z, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1)}{dz} \right]_{z=0} \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) - \frac{N_0}{\mu} \times$$

$$\times \left[\frac{n\Sigma}{\mu_0} G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) + \frac{dG_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)}{dz_0} \right].$$

Производные в уравнениях (5) и (6) можно определить из уравнения переноса

$$\mu \frac{dN(z, E_0, \mu_0; E, \mu)}{ndz} = -\Sigma N(z, E_0, \mu_0; E, \mu) +$$

$$+ N_0 \omega(E_0, \mu_0; E, \mu) \cdot \exp\left(-\frac{zn\Sigma}{\mu}\right) +$$

$$+ \int_0^{E_0} \int_0^1 N(z, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) \omega(E_1, \mu_1; E, \mu) d\mu_1 dE_1.$$

Подставляя производные в уравнения (5) и (6), после несложных преобразований получаем:

$$\Sigma \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) +$$

$$+ \frac{1}{n} \frac{dG_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)}{dz_0} = \omega^b(E_0, \mu_0; E, \mu) +$$

$$+ \int_0^{E_0} \int_0^1 G_1(z_0, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) \omega(E_1, \mu_1; E, \mu) \frac{d\mu_1}{\mu_1} dE_1 +$$

$$+ \int_0^{E_0} \int_0^1 \omega(E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) G_1(z_0, E_1, \mu_1; E, \mu) \frac{d\mu_1}{\mu_1} dE_1 +$$

$$+ \int_0^{E_0} \int_0^{E_0} \int_0^1 \int_0^1 G_1(z_0, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) \omega^b(E_1, \mu_1; E_2, \mu_2) \times$$

$$\times G_1(z_0, E_2, \mu_2; E, \mu) \frac{d\mu_1}{\mu_1} dE_1 \frac{d\mu_2}{\mu_2} dE_2;$$

$$\frac{\Sigma}{\mu_0} G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) + \frac{1}{n} \frac{dG_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)}{dz_0} =$$

$$= \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) \omega(E_0, \mu_0; E, \mu) + \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) \times$$

$$\times \int_0^{E_0} \int_0^1 G_1(z_0, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) \omega^b(E_1, \mu_1; E, \mu) \frac{d\mu_1}{\mu_1} dE_1 +$$

$$+ \int_0^{E_0} \int_0^1 \omega(E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) G_2(z_0, E_1, \mu_1; E, \mu) \frac{d\mu_1}{\mu_1} dE_1 +$$

$$+ \int_0^{E_0} \int_0^{E_0} \int_0^1 \int_0^1 G_1(z_0, E_0, \mu_0; E_1, \mu_1) \omega^b(E_1, \mu_1; E_2, \mu_2) \times$$

$$\times G_2(z_0, E_2, \mu_2; E, \mu) \frac{d\mu_1}{\mu_1} dE_1 \frac{d\mu_2}{\mu_2} dE_2,$$

где $\omega(E_0, \mu_0; E, \mu)$ — суммарное дифференциальное сечение упругого рассеяния, неупругого рассеяния и выбивания атома;

$\omega^b(E_0, \mu_0; E, \mu)$ — суммарное дифференциальное сечение обратного (после столкновения импульс частицы направлен в другую полусферу) упругого рассеяния и обратного выбивания атома.

Необходимо отметить, что уравнения, описывающие вспомогательные функции самораспыления $G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$, с точностью до обозначений совпадают с уравнениями, описывающими спектры отраженных и прошедших слою вещества частиц [8], поэтому

можно использовать ранее разработанные (например [9]) методы решения таких уравнений.

В настоящее время решить уравнение (7) в общем виде не представляется возможным. Однако используя различные приближения, можно получить достаточно точные решения. В целях упрощения задачи будем считать, что:

- взаимодействие может проходить по двум независимым каналам: упругому и неупругому, которые описываются, соответственно, упругим ω и неупругим ω_{in} сечениями взаимодействия;

- поскольку при столкновении медленных частиц одинаковой массы потери энергии при неупругих взаимодействиях меньше, чем потери энергии при упругих взаимодействиях [10, 11], то неупругим сечением взаимодействия будем пренебрегать;

- суммарное дифференциальное сечение упругого рассеяния и выбивания атома (упругая часть ω), а также суммарное дифференциальное сечение обратного упругого рассеяния и обратного выбивания атома ω^b определяются одним и тем же упругим сечением взаимодействия $\omega(E_0, \mu_0; E, \mu)$;

- как известно из экспериментов по распылению [12], большая часть выбитых атомов покидает поверхность мишени с низкими энергиями, поэтому сечение упругого рассеяния и сечение упругого выбивания атомов, претерпевших несколько соударений и двигающихся к поверхности, будем описывать сечением рассеяния твердых шаров

$$\omega_{sc}(E_0, \mu_0; E, \mu) = \omega_r(E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{d\sigma}{dE} = \frac{\Sigma_{el}}{E_0},$$

при этом полное сечение взаимодействия атомов, испытавших соударения, не зависит от энергии $\Sigma(E) = \Sigma$;

- учитывая, что в случае столкновения частиц равной массы (угол рассеяния как выбитой, так и рассеянной частицы не может быть более $\pi/2$), а также то, что поток атомов в мишени практически изотропен, будем использовать приближение "прямо—вперед" при описании элементарного акта рассеяния, т. е. пренебрежем угловым рассеянием.

Введя новую переменную $u = \ln(E_0/E)$, будем искать вспомогательные функции самораспыления в виде

$$G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{\mu_0 \mu}{E_0} G_1(z_0, u, \mu_0, \mu);$$

$$G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{\mu_0 \mu}{E_0} G_2(z_0, u, \mu_0, \mu).$$

Тогда уравнения для функций $G_1(z_0, u, \mu_0, \mu)$ и $G_2(z_0, u, \mu_0, \mu)$ существенно упростятся, т. е.

$$\begin{aligned} (\mu + \mu_0) G_1(z_0, u, \mu_0, \mu) + \frac{\mu \mu_0}{n \Sigma} \frac{dG_1(z_0, u, \mu_0, \mu)}{dz_0} = \\ = 2 + 2\mu_0 \int_0^u G_1(z_0, u_1, \mu_0, \mu) du_1 + \\ + 2\mu \int_0^u G_1(z_0, u - u_1, \mu_0, \mu) du_1; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mu G_2(z_0, u, \mu_0, \mu) + \frac{\mu \mu_0}{n \Sigma} \frac{dG_2(z_0, u, \mu_0, \mu)}{dz_0} = \\ = 2 \cdot \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) + 2\mu \int_0^u G_2(z_0, u - u_1, \mu_0, \mu) du_1. \end{aligned} \quad (10)$$

При переходе от уравнений (7) и (8) к написанным выше уравнениям учтено, что в силу последнего приближения ("прямо—вперед") все слагаемые, описывающие процессы с изменением направления движения на большие углы (например, последнее слагаемое в уравнении (7)), исчезают.

Применив к интегродифференциальным уравнениям (9) и (10) преобразование Лапласа по переменной u в соответствии со следующим определением:

$$\begin{aligned} g_1(z_0, p, \mu_0, \mu) &= \int_0^\infty G_1(z_0, u, \mu_0, \mu) \exp(-pu) du; \\ g_2(z_0, p, \mu_0, \mu) &= \int_0^\infty G_2(z_0, u, \mu_0, \mu) \exp(-pu) du \end{aligned}$$

получаем следующие дифференциальные уравнения для изображений:

$$\begin{aligned} (\mu + \mu_0) g_1(z_0, p, \mu_0, \mu) + \frac{\mu \mu_0}{n \Sigma} \frac{dg_1(z_0, p, \mu_0, \mu)}{dz_0} = \\ = \frac{2}{p} + 2(\mu_0 + \mu) \frac{g_1(z_0, p, \mu_0, \mu)}{p}; \\ \mu g_2(z_0, p, \mu_0, \mu) + \frac{\mu \mu_0}{n \Sigma} \frac{dg_2(z_0, p, \mu_0, \mu)}{dz_0} = \\ = \frac{2}{p} \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) + 2\mu \frac{g_2(z_0, p, \mu_0, \mu)}{p}. \end{aligned}$$

Решения этих неоднородных уравнений хорошо известны и для граничных условий

$$g_1(z_0 = 0, p, \mu_0, \mu) = 0 \quad \text{и} \quad g_2(z_0 = 0, p, \mu_0, \mu) = 0$$

записываются в виде

$$g_1(z_0, p, \mu_0, \mu) = \frac{2}{(\mu_0 + \mu)(p - 2)} \times \left[1 - \exp\left(-z_0 n \Sigma \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right) \right] - \quad (11)$$

$$- \frac{2 \exp\left(-z_0 n \Sigma \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right)}{(\mu_0 + \mu)(p - 2)} \left[\exp\left(-\frac{2z_0 n \Sigma}{p} \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right) - 1 \right];$$

$$g_2(z_0, p, \mu_0, \mu) = \frac{2}{(\mu - \mu_0) \left(p - \frac{2\mu}{\mu - \mu_0}\right)} \times \left[\exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) - \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu_0}\right) \right] - \quad (12)$$

$$- \frac{2 \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu_0}\right)}{(\mu - \mu_0) \left(p - \frac{2\mu}{\mu - \mu_0}\right)} \left[\exp\left(-\frac{2z_0 n \Sigma}{\mu_0 p}\right) - 1 \right].$$

Оригинал произведения изображений $\frac{1}{(p-a)} \left[\exp\left(-\frac{b}{p}\right) - 1 \right]$ (вторые слагаемые в выражениях (11) и (12)) можно представить в виде интегральной свертки

$$f(u, a, b) = \exp(au) \int_0^u \exp(-ax) \sqrt{\frac{b}{x}} I_1(2\sqrt{bx}) dx,$$

где $I_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка [13].

Таким образом, вспомогательные функции самораспыления можно записать в виде

$$G_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{2\mu_0\mu}{\mu_0 + \mu} \frac{E_0}{E^2} \times \left[1 - \exp\left(-z_0 n \Sigma \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right) \right] (1 + h_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu));$$

$$G_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{2\mu_0\mu}{E_0(\mu - \mu_0)} \left(\frac{E_0}{E}\right)^{\mu - \mu_0} \times \left[\exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu}\right) - \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu_0}\right) \right] (1 + h_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)).$$

Здесь

$$h_1(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \int_0^u \exp(-2x) \sqrt{\frac{2z_0 n \Sigma}{x} \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)} \times \times I_1\left(2\sqrt{2z_0 n \Sigma \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)x}\right) dx;$$

$$h_2(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \int_0^u \exp\left(-\frac{2\mu x}{\mu - \mu_0}\right) \sqrt{\frac{2z_0 n \Sigma}{\mu_0 x}} \times \times I_1\left(2\sqrt{\frac{2z_0 n \Sigma}{\mu_0}x}\right) dx -$$

функции, которые достаточно просто рассчитываются численно.

Для получения функций самораспыления $S(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ и $T(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$ воспользуемся принципами инвариантности 3 и 4, подставив в формулы (3) и (4) функции G_1 и G_2 . После интегрирования получим

$$S(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{2\mu_0\mu}{\mu_0 + \mu} \frac{E_0 E}{(E + U)^3} \times \left[1 - \exp\left(-z_0 n \Sigma \cdot \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\eta}\right)\right) \right] (1 + h_1(z_0, E_0, \mu_0; E + U, \eta)); \quad (13)$$

$$T(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu) = \frac{2\mu_0\mu}{(\eta - \mu_0)} \frac{E(E_0)^{\frac{2\eta - 1}{\eta - \mu_0}}}{(E + U)^{\frac{2\eta + 1}{\eta - \mu_0}}} \times \left[\exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\eta}\right) - \exp\left(-\frac{z_0 n \Sigma}{\mu_0}\right) \right] (1 + h_2(z_0, E_0, \mu_0; E + U, \eta)), \quad (14)$$

$$\text{где } \eta = \eta(E, \mu, U) = \sqrt{\frac{E\mu^2 + U}{E + U}}.$$

Выражения (13) и (14) представляют собой энергетические и угловые спектры распыленных (и рассеянных) атомов в случае обратного самораспыления и самораспыления на протрел мишенной толщиной z_0 .

Проинтегрировав выражения (13) и (14) по энергии E , косинусам углов вылета μ либо по энергии E_0 и косинусам углов вылета μ , получим, соответственно, угловые спектры, энергетические спектры либо полные коэффициенты распыления.

Результаты расчетов энергетических и угловых спектров обратно распыленных атомов приведены на рис. 2, а рассчитанные по формулам (13) и (14) зависимости функций самораспыления от толщины распыляемых пленок — на рис. 3.

Несмотря на грубые приближения "прямо—вперед" и сечение рассеяния твердых шаров, получены дифференциальные спектры распыленных атомов, соответствующие физическому смыслу явления.

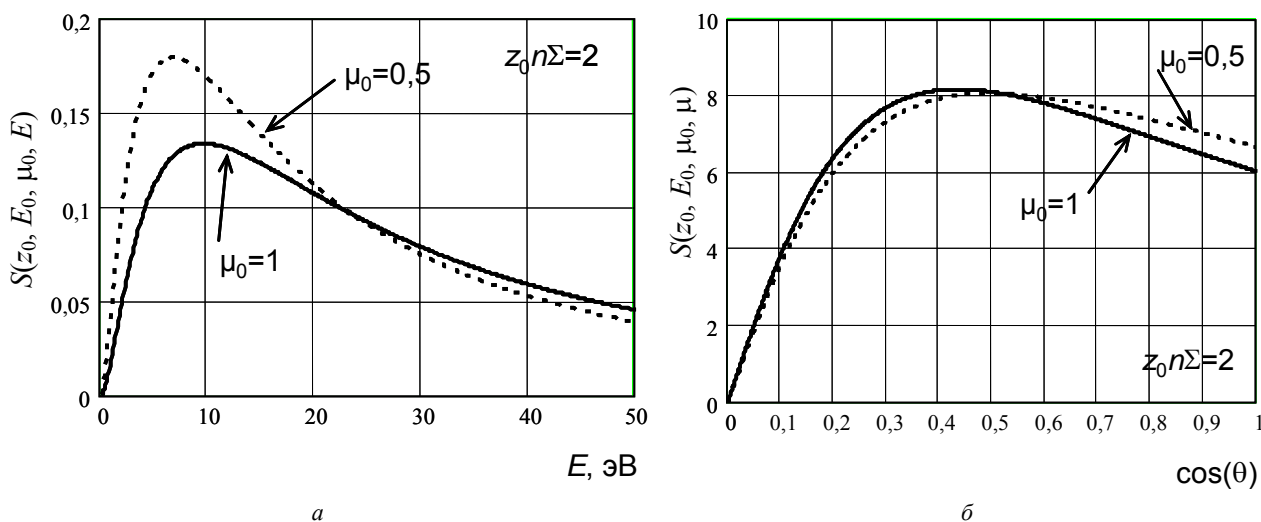


Рис. 2. Спектры самораспыленных атомов никеля ($E_0 = 200$ эВ) для различных углов падения атомов: а — энергетический спектр; б — угловой спектр

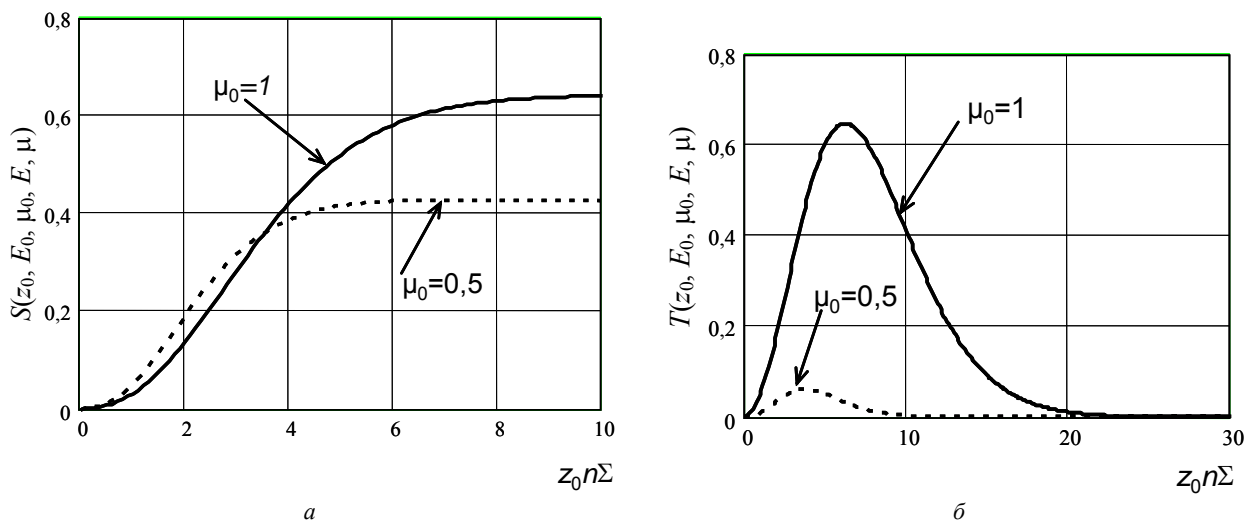


Рис. 3. График зависимости функций самораспыления от толщины мишени из никеля ($E_0 = 200$ эВ) для различных углов падения и вылета атомов:

а — функция самораспыления $S(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$; б — функция самораспыления на прострел $T(z_0, E_0, \mu_0; E, \mu)$

Результаты работы показывают, что применение принципов инвариантного погружения для описания явления распыления оказывается возможным, и более того, позволяет решать задачи с ограниченной геометрией мишеней. Кроме того, эти результаты являются актуальными при решении задач распыления реальных конструкционных материалов различными ионами.

Литература

1. Амбарцумян В. А. // ЖЭТФ. 1943. Т. 13. С. 323.
2. Dashen R. V. // Phys. Rev. 1964. А 134. P. 1025.
3. Афанасьев В. П., Лубенченко А. В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1997. № 9. С. 12.

4. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. — М.: Изд-во иностр. лит. 1956. — 431 с.

5. Ремизович В. С., Маринюк В. В. Матер. 14-й Междунар. конф. "Взаимодействие ионов с поверхностью". — М., 1999. Т. 1. С. 384.

6. Falcone G. // Rad. Eff. 1987. V. 1. P. 147.

7. Kelly R. // Nucl. Instr. Meth. 1987. V. 18. P. 388.

8. Afanas'ev V. P., Lubenchenko A. V. // Surface Investigation. 1999. V. 14. P. 821.

9. Лубенченко А. В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. № 4. С. 22—31.

10. Andersen H. H., Ziegler J. F. Stopping Powers and Ranges in All Elements. N. Y.: Pergamon Press. 1977. V. 1, 2; 1978. V. 3, 4.

11. Кумахов М. А., Комаров Ф. Ф. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах. — Минск: изд. БГУ, 1978. — 320 с.

12. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бернса. — М.: Мир, 1984. — 336 с.

13. Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. — М.: Наука, 1978. — 320 с.

Self-sputtering of the thin homogeneous foils

V. V. Manukhin

Moscow Power Engineering Institute (Technical University), Moscow, Russia

Principles of invariant embedding are applied to investigation of the phenomenon of self-sputtering of thin homogeneous foils. Integral equations describing the flux of the sputtered atoms with regard for the boundary conditions are obtained. Approximate solutions to the integral equation for a function that describes the energy and angular spectra of the atoms escaping from the thin foils surfaces in the case of self-sputtering are found.

УДК 532.612:541.1:532.6:532.77

Натяжение пленок и давление Лапласа под искривленной поверхностью жидкости

С. И. Иголкин

Балтийский государственный технический университет, Санкт-Петербург, Россия

Классические демонстрации "сил поверхностного натяжения" с использованием мыльных пленок допускают альтернативную трактовку, не связанную с силами на поверхности. Наблюдаемые эффекты можно исчерпывающим образом объяснить объемными напряжениями в объектах, которые относятся к классу пленок, мембран и оболочек. Опыт по косвенному определению давления Лапласа под искривленной поверхностью жидкости не только не подтверждает формулу Лапласа, но и приводит к прямо противоположному результату: на искривленной поверхности жидкости могут иметь место напряжения сжатия.

Поверхностное натяжение в опытах с мыльными пленками

Классическая демонстрация поверхностных свойств жидкостей и растворов, многократно описанная в учебниках, включает описание опыта по измерению силы, действующей на подвижную рамку со стороны пленки жидкости, в которой она образуется. Демонстрацию "поверхностных" эффектов проводят также при помощи мыльных пузырей, внутри которых формируется "давление Лапласа под искривленной поверхностью жидкости". Внимательное рассмотрение дает повод усомниться в объяснениях результатов экспериментов и соответствующих итоговых заключениях.

Перечислим особенности постановки опытов, а также вопросы, на которые не дают ответа классическая постановка и трактовка результатов наблюдений.

- Измерения проводятся для неравновесного объекта, создаваемого вполне определенным образом. Различия в способах создания и существования объектов не учитываются. Полагается, что силы поверхностного натяжения (ПН) существуют

всегда, не являются реакцией на внешние воздействия и никак с этими воздействиями не связаны.

- Поверхностные напряжения в пленке и возможные напряжения внутри объема той же пленки не разделены. Более того, объемные напряжения внутри жидкости в классической постановке никогда не принимались во внимание.

- Явление демонстрируется для весьма специфической рабочей среды, которая обладает особыми, не рассматриваемыми детально и конкретно не определяемыми физическими свойствами. Это свойства длинных полимерных молекул любого мыла, которые помещены в умеренно подвижную водную среду.

Вопросы заключаются в обоснованиях правомочности названных и некоторых иных допущений, а также особенностей демонстрации эффектов. Например, опыты с чистыми веществами (чистая вода, чистые полимеры: смолы, лаки, клеи и др.) немедленно проявили бы наблюдаемые явления должным образом. Ниже показана обязательность подробного учета всех физических свойств объектов исследования, а также этапов постановки и трактовки подобных экспериментов.