

УДК 550.835

ГЕОФИЗИКА

В. А. Арцыбашев, Е. П. Леман, А. А. Тамразян

Парциальные эффективные сечения взаимодействия фотонов с гетерогенной средой

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Назаровым 13/VI 1979)

При любом процессе взаимодействия фотонов с гетерогенной средой, состоящей из гомогенного наполнителя и рудных включений изометрической формы, соответствующее массовое эффективное сечение можно представить в виде

$$K_{\text{эф}} = K^H \cdot (1 - q) + K^A \cdot q \cdot t, \quad (1)$$

где K — массовые коэффициенты взаимодействия для рудной фазы A или наполнителя H ; q — массовая концентрация рудной фазы в гетерогенной среде; t — коэффициент самоэкранирования рудного включения. Выражение коэффициента t зависит от формы, размеров и распределения рудных включений. Если включения распределены по биномиальному закону, то, как показано в работе (1), эффективный массовый коэффициент полного ослабления фотонов

$$\bar{\mu}_{\text{эф}} = \bar{\mu}^H \cdot (1 - q) - \frac{1}{\rho_A D} \cdot \ln [1 - q (1 - e^{-\bar{\mu}^A \rho_A D})],$$

и следовательно,

$$t = - \frac{1}{\bar{\mu}^A \rho_A D q} \cdot \ln [1 - q \cdot (1 - e^{-\bar{\mu}^A \rho_A D})], \quad (2)$$

где ρ_A — плотность рудной фазы; $\bar{\mu}$ — массовый коэффициент полного ослабления фотонов в рудной фазе A или наполнителе H ; D — эффективный размер рудных включений. При малых концентрациях рудной фазы ($q \rightarrow 0$) биномиальное распределение переходит в пуассоновское, и следовательно (2),

$$\bar{\mu}_{\text{эф}} = \bar{\mu}^H \cdot (1 - q) + \frac{q}{\rho_A D} \cdot (1 - e^{-\bar{\mu}^A \rho_A D}),$$

откуда

$$t = \frac{1}{\bar{\mu}^A \rho_A D} \cdot (1 - e^{-\bar{\mu}^A \rho_A D}). \quad (3)$$

Для того, чтобы с помощью формулы (1) найти аналогичные выражения для парциальных эффективных сечений взаимодействия фотонов с гетерогенной средой, надо определить соответствующие выражения коэффициентов самоэкранирования рудного включения при фотоэлектрическом поглощении, рассеянии или образовании пар. Эта задача решается с помощью закона аддитивности, который, очевидно, должен соблюдаться и для эффективных сечений. Согласно закону аддитивности, для рудной фазы

$$\bar{\mu}_{\text{эф}}^A = \bar{\tau}_{\text{эф}}^A + \bar{\sigma}_{\text{эф}}^A + \bar{\chi}_{\text{эф}}^A \quad (4)$$

где $\bar{\tau}_{\text{эф}}^A$, $\bar{\sigma}_{\text{эф}}^A$ и $\bar{\chi}_{\text{эф}}^A$ — эффективные массовые сечения фотопоглощения, рассеяния и образования пар, каждое из которых выражается через соответствующие сечения и коэффициенты самоэкранирования следующим образом: $\bar{\tau}_{\text{эф}}^A = \bar{\tau}^A \cdot t_\tau$; $\bar{\sigma}_{\text{эф}}^A = \bar{\sigma}^A \cdot t_\sigma$; $\bar{\chi}_{\text{эф}}^A = \bar{\chi}^A \cdot t_\chi$; $\bar{\mu}_{\text{эф}}^A = \bar{\mu}^A \cdot t$. Чтобы выполнялось равенство (4), необходимо принять

$$t = t_\tau = t_\sigma = t_\chi, \quad (5)$$

так как $\bar{\mu}^A = \bar{\tau}^A + \bar{\sigma}^A + \bar{\chi}^A$.

Таким образом, коэффициент самоэкранирования рудных включений имеет одно и то же выражение как для полного, так и для парциальных эффективных сечений. При биномиальном распределении рудных включений в гетерогенной среде выражение коэффициента t дается формулой (2), а при пуассоновском — формулой (3). Следовательно, для двухкомпонентной гетерогенной среды парциальные коэффициенты взаимодействия фотонов выражаются следующими формулами:

$$\bar{\tau}_{\text{эф}}^A = \bar{\tau}^H \cdot (1 - q) + \bar{\tau}^A \cdot q \cdot t;$$

$$\bar{\sigma}_{\text{эф}}^A = \bar{\sigma}^H \cdot (1 - q) + \bar{\sigma}^A \cdot q \cdot t;$$

$$\bar{\chi}_{\text{эф}}^A = \bar{\chi}^H \cdot (1 - q) + \bar{\chi}^A \cdot q \cdot t,$$

где t определяется равенствами (2) или (3). Используемое в теории рентгенорадиометрического метода массовое сечение фотоэффекта флуоресцирующей фазы, если она представлена включениями, равно

эффективному значению $\bar{\tau}_{\text{эф}}^A = \bar{\tau}^A \cdot t$. Дифференциальное эффективное сечение рассеяния вводится следующим образом. Выразим массовое дифференциальное (по углу) сечение рассеяния $d\bar{\sigma}/d\Omega$ через интегральное массовое сечение рассеяния $\bar{\sigma}$ и нормированную индикатриссу рассеяния W в виде

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} = \bar{\sigma} \cdot W.$$

Индикатрисса не зависит от неоднородности среды, поэтому для гетерогенной среды $\frac{d\bar{\sigma}_{\text{эф}}}{d\Omega} = \bar{\sigma}_{\text{эф}} \cdot W$, а для двухкомпонентной гетерогенной среды

$$\frac{d\bar{\sigma}_{\text{эф}}}{d\Omega} = \frac{d\bar{\sigma}^H}{d\Omega} \cdot (1-q) + \frac{d\bar{\sigma}^A}{d\Omega} \cdot q \cdot t,$$

где коэффициент t определяется формулами (2) или (3).

Полученные выражения для парциальных эффективных сечений взаимодействия фотонов с гетерогенной средой могут быть использованы при решении теоретических задач ядерной геофизики.

Ордена Трудового Красного Знамени
Институт геофизики и инженерной сейсмологии
Академии наук Армянской ССР

Վ. Ա. ԱՐՅԻԲԱՇԵՎ, Ե. Պ. ԼԵՄԱՆ, Ա. Ա. ԲԱՐՑԻԲԱՇԵՎ

Տարակազմ միջավայրի հետ ֆոտոնների փոխազդեցության մասնակալին էֆեկտիվ կտրվածքները

Տարակազմ միջավայրի հետ ֆոտոնների փոխազդեցության մասնակալին էֆեկտիվ կտրվածքների համար՝ հաշվի առնելով հանքային հատիկների ինքնաէկրանացման էֆեկտը, ստացվել են անալիտիկ արտահայտություններ: Աղիտիվության օրենքի հիման վրա ցույց է տրված, որ հատիկների ինքնաէկրանացման էֆեկտը մասնակալին էֆեկտիվ կտրվածքներում՝ անկախ ֆոտոնների փոխազդեցության պրոցեսից, ունի նույն արտահայտությունը, ինչ որ լրիվ էֆեկտիվ կտրվածքում և որոշվում է տարակազմ միջավայրի կոնկրետ կառուցվածքով: Հանքային հատիկների բինոմալ և պուասոնյան օրենքներով բաշխված տարակազմ միջավայրի համար տրված են ինքնաէկրանացման գործակիցների անալիտիկ արտահայտություններ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Е. П. Леман, А. А. Тамразян, В. А. Арцыбашев, ДАН Арм. ССР, т. 67, № 1 (1978). ² В. А. Арцыбашев, Е. П. Леман, «Атомная энергия», т. 44, вып. 1 (1978).