

Biologische UV-Wirkungen – Grundlagen, Meßgrößen, Einheiten

J. Kiefer

1. Einleitung

Ultraviolette Strahlen können biologische Wirkungen nur entfalten, wenn sie im betrachteten System absorbiert werden. Dieser Vorgang ist spezifisch und an das Vorhandensein von Molekülen oder Strukturen gebunden, deren optische Eigenschaften im betrachteten Wellenlängenbereich eine Absorption erlauben. Häufig sind diese Chromophore nicht bekannt, und es liegt nahe, aus der Wellenlängenabhängigkeit eines biologischen Effekts auf ihre Natur zurückzuschließen. Dies ist die Idee der Aktionsspektroskopie, deren Faszination darin liegt, daß sie ermöglicht, durch einfache Variation eines physikalischen Parameters – der Wellenlänge – Aufschluß über den Ablauf biologischer Vorgänge zu erhalten, ohne das System zu zerstören. So einfach der gedankliche Ansatz auch ist, so birgt die Durchführung jedoch eine Reihe von Fallstricken, so daß bei Nichtbeachtung der Voraussetzungen leicht falsche Schlußfolgerungen gezogen werden können (KIEFER, 1986). Aus diesem Grunde werden im folgenden die Bedingungen der Aktionsspektroskopie in elementarer Form diskutiert.

2. Fotobiologische Grundprozesse

Der Ausgang einer jeden fotobiologischen Reaktion ist die Absorption eines Quantums in einem Rezeptormolekül. Die Wahrscheinlichkeit dieses Ereignisses wird beschrieben durch die Angabe des *Absorptionswirkungsquerschnittes* (Abb. 1). Betrachtet man eine dünne Schicht einer Flüssigkeit, in welcher die absorbierenden Moleküle, die *Chromophore*, homogen verteilt sind, so erhält man

$$d\phi = \sigma_a \cdot \frac{N}{A} \cdot \phi \quad (1)$$

Dabei sind

ϕ = Quantenfluenz, d.i. die Zahl der pro Fläche auftreffenden Quanten

$d\phi$ = Änderung der Quantenfluenz durch Absorption in der betrachteten Schicht

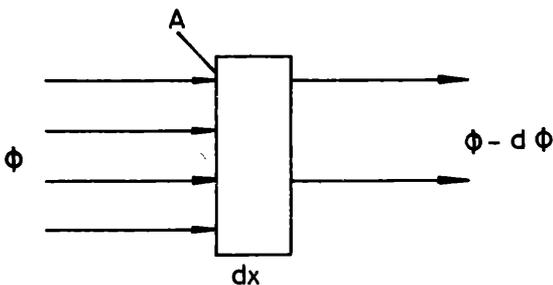


Abbildung 1

Zur Ableitung des Absorptionsquerschnitts

A = die Fläche senkrecht zur Quanteneinfallrichtung

N = Zahl der Chromophore im Absorptionsvolumen

Der Proportionalitätsfaktor σ_a hat die Dimension einer Fläche und wird daher *Absorptionsquerschnitt* genannt. Anschaulich beschreibt er die Fläche, die man sich um jeden Absorber vorstellen kann, durch die ein Quant fallen muß, um vollständig absorbiert zu werden.

Die Konzentration ist $\frac{N}{A \cdot dx}$, wenn man sie in „Zahl pro Volumen“ ausdrückt. Die üblicherweise benutzte *molare Konzentration* c erhält man durch Multiplikation mit der Avogadro-Zahl N_A ($= 6.02 \times 10^{23}$), so daß sich mit (1) ergibt

$$d\phi = \sigma_a \cdot N_A \cdot c \cdot \phi \cdot dx \quad (2)$$

oder nach Integration

$$\phi = \phi_0 \cdot e^{-\sigma_a N_A \cdot c \cdot x} \quad (3)$$

Diese Gleichung beschreibt die Abhängigkeit der Quantenfluenz von der Eindringtiefe x unter den gemachten Voraussetzungen, nämlich *homogene Verteilung der Chromophore, parallele Lichtstrahlen* und *Abwesenheit von Streuung*.

Gleichung (3) entspricht im wesentlichen dem bekannten LAMBERT-BEER-Gesetz:

$$\phi = \phi_0 \cdot 10^{-\epsilon \cdot c \cdot x} \quad (4)$$

wobei ϵ den molaren dekadischen Extinktionkoeffizienten bezeichnet. Durch einfachen Koeffizientenvergleich erhält man

$$\epsilon = \sigma_a \cdot N_A \cdot \log_{10} e \quad (5)$$

Typische „starke“ Chromophore haben Extinktionkoeffizienten um $10^4 \text{ cm}^{-1} (\text{mol/l})^{-1}$, was einem Absorptionsquerschnitt von ca. $4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ entspricht, d.h. einer Kreisscheibe mit $3.5 \times 10^{-9} \text{ cm}$ Radius. Die Beziehung (5) stellt fest, daß die Quantenfluenz exponentiell mit der Eindringtiefe abnimmt. Dies ist jedoch nur unter den gemachten Voraussetzungen gültig. Wesentlich ist hier die Vernachlässigung von Streuung und Brechung. Falls sie auch noch berücksichtigt werden muß, ändern sich die Verhältnisse recht entscheidend. Da hierbei die Strahlrichtung nicht mehr konstant bleibt, spielt dann auch die Ausdehnung des Lichtbündels eine Rolle, und es kann im Inneren der Flüssigkeit sogar eine höhere Fluenz auftreten als an der Oberfläche. Die analytische Behandlung auch einfacher Fälle ist keineswegs trivial und kann hier nicht durchgeführt werden, ein illustrierendes Beispiel ist in Abbildung 2 dargestellt. Eine weitergehende Diskussion dieser Problematik findet man bei STAR und MARIJNISSEN (1987), wo auch auf die Bedeutung unterschiedlicher Brechungsindizes eingegangen wird.

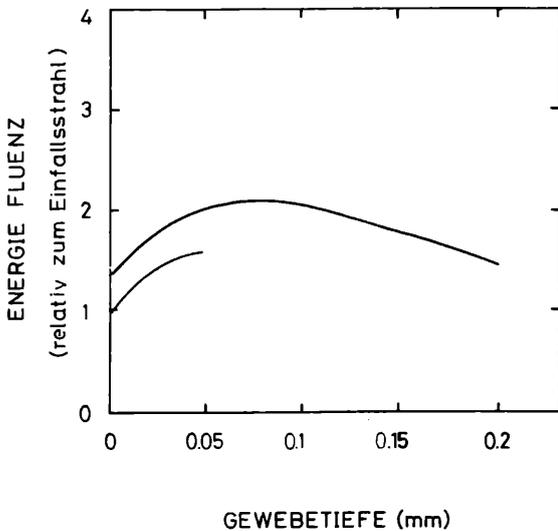


Abbildung 2

Fluenz als Funktion der Eindringtiefe bei breit auftreffenden Lichtbündeln. Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Brechungsindizes von Objekt und Umgebungsmedien gleich sind. Obere Kurve: Probendicke 50 µm, untere Kurve: Probendicke 200 µm (nach STAR und MARIJNISSEN, 1987), hier findet man auch die der Berechnung zugrundeliegenden Parameter.

An dieser Stelle soll auch auf eine andere mögliche Fehlerquelle hingewiesen werden: Man ist intuitiv geneigt, bei gut gerührten Suspensionen die Absorption des Mediums zu vernachlässigen und die auf das Objekt treffende, mittlere Fluenz mit dem an der Oberfläche ermittelten Wert gleichzusetzen. Dies ist im allgemeinen jedoch keineswegs korrekt, wie folgende Rechnung zeigt: Gleichung (3) wird dafür in der Form geschrieben:

$$\phi = \phi_0 e^{-ax} \quad (6)$$

wobei x die Schichtdicke wie zuvor und a einen wellenlängigen Absorptionskoeffizienten darstellt. Die mittlere Fluenz $\bar{\phi}$ ist dann

$$\bar{\phi} = \frac{1}{X} \phi_0 \int_0^X e^{-ax} dx \quad (7)$$

Hier ist X die Gesamtschichtdicke. Daraus ergibt sich

$$\bar{\phi} = \phi_0 \frac{1 - e^{-aX}}{aX} \quad (8)$$

aX stellt die Gesamtabsorption dar, die leicht – natürlich immer bei der Bestrahlungswellenlänge – zu messen ist. In Abhängigkeit von ihr können sich erhebliche Unterschiede zwischen der Oberflächenfluenz ϕ_0 und dem in der Suspension herrschenden Mittelwert $\bar{\phi}$ ergeben (MOROWITZ, 1950).

Das Absorptionsereignis stellt zwar den Ausgangspunkt der fotobiologischen Wirkung dar, entscheidend für die weiteren Reaktionen ist jedoch die Entstehung fotochemischer Produkte. Die Wahrscheinlichkeit ihrer Bildung wird charakterisiert durch die *Quantenausbeute* Q:

$$Q = \frac{\text{Zahl veränderter Moleküle}}{\text{Zahl absorbierter Quanten}}$$

oder auch

$$Q = \frac{\text{Mole der veränderten Moleküle}}{\text{Einstein}}$$

1 Einstein ist die Zahl absorbierter Quanten als Vielfaches der AVOGADRO-Zahl, gewisserma-

ßen also „1 Mol Quanten“.

Bei einstufigen Prozessen kann Q nicht größer als 1 werden. Häufig schließen sich jedoch Folgereaktionen an, so daß auch größere Werte vorkommen. Ein bekanntes Beispiel bildet die chemische Aktinometrie nach HATCHARD und PARKER (1956) (s.a. BLUME und GÜSTEN, 1977).

Die Zahl gebildeter Fotoprodukte N' ergibt sich somit nach dem vorstehend Gesagten als

$$N' = Q \cdot \sigma_A \cdot N_A \cdot c \cdot \phi \quad (9a)$$

oder mit (5) auch als

$$N' = Q \cdot \epsilon \cdot c \cdot \phi / \log_{10} e \quad (9b)$$

3. Aktionsspektroskopie

Die letzten Beziehungen bilden den gedanklichen Ausgangspunkt für die *Aktionsspektroskopie*. Man versteht darunter die Bestimmung der Abhängigkeit eines fotobiologischen Effekts von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts. Ein wichtiges Motiv für solche Untersuchungen stellt die Hoffnung dar, aus der Form der gefundenen Abhängigkeit auf die Natur der primären Chromophore rückschließen zu können. Praktisch sind sie wichtig bei der Bewertung von Strahlenquellen in bezug auf ihre biologische Bedeutung. Das „Ozonproblem“ ist ein Beispiel für diese Fragestellung. In diesem Zusammenhang spricht man auch häufig von einer „spektralen Wichtungsfunktion“.

Der fotobiologische Effekt hängt im allgemeinen in komplizierter und meist nicht einfach zu durchschauender Weise von der Zahl der primär gebildeten Fotoprodukte ab, allerdings muß für eine sinnvolle Anwendung der Aktionsspektroskopie vorausgesetzt werden, daß dieser Zusammenhang eindeutig und unabhängig von der eingestrahlten Wellenlänge ist. Bezeichnet man das Effektniveau mit y, so muß gelten

$$y = f(N') \text{ gleich für alle Wellenlängen} \quad (10)$$

wobei über die Form von f(N') meist keine allgemeinen Aussagen zu machen sind. Mit (9b) kann man dann auch schreiben

$$y = f(Q \cdot \epsilon \cdot c \cdot \phi / \log_{10} e) \quad (11)$$

Beziehung (11) impliziert eine wichtige Folgerung: Die Wirkungskurven, bei denen y gegen ϕ aufgetragen wird, müssen *geometrisch ähnlich* sein, d.h. sich lediglich durch eine Veränderung des Abszissenmaßstabs ineinander überführen lassen. Dies ist offensichtlich, da sicher ϵ und c nicht von ϕ abhängen. Nicht selbstverständlich ist dies allerdings für Q, die Quantenausbeute, da bei einer großen Zahl primärer Fotoprodukte Sekundärreaktionen nicht auszuschließen sind, welche Änderungen in Q bewirken können. Es ist daher anzustreben, bei nicht zu hoher Fluenz zu arbeiten, um solche „Sättigungseffekte“ auszuschließen. Wegen der im allgemeinen nicht bekannten Form von f(N') müssen Aktionspektren immer auf *dieselbe Wirkung* bezogen werden. In diesem Fall kann man schreiben

$$Q \cdot \epsilon \cdot c \cdot \phi = \text{constant} / I_{\text{Soeffekt}} \quad (12)$$

Falls mit Hilfe der Aktionsspektroskopie ein unbekannter Chromophor identifiziert werden soll, muß vorausgesetzt werden, daß Q nicht von der Wellenlänge abhängt. Dann gilt

$$\epsilon \cdot \phi = \text{constant} / I_{\text{Soeffekt}} \quad (13)$$

woraus sich unmittelbar die Verfahrensvorschrift ergibt: Man bestimme für ein gegebenes Effektniveau die Quantenfluenz, die zu seiner Auslösung notwendig ist und trage den Kehrwert gegen die Wellenlänge auf. Die so erhaltene Kurve entspricht dann dem Extinktionsspektrum des gesuchten primären Absorbers.

Es ist angebracht, an dieser Stelle noch einmal die Voraussetzungen, welche dieser Analyse zugrunde liegen, zusammenzufassen:

1. Das eingestrahlte Licht erreicht den Chromophor unverändert, d.h. Streuung und Vorabsorption sind zu vernachlässigen. Diese Bedingung ist nur in dünnen Schichten zu realisieren, da selbst bei Fehlen störender Komponenten die Eigenabsorption des Chromophors die Fluenz in größerer Tiefe verändert.

2. Die Quantenausbeute ist über den gesamten Bereich konstant.

3. Die Chromophorenkonzentration c ist konstant. Diese Forderung impliziert, daß die Zahl gebildeter Fotoprodukte klein bleibt im Vergleich zur Ausgangskonzentration. Die applizierten Fluenzen müssen also so gering wie möglich gehalten werden.

In der Praxis spielt ein weiterer Faktor noch eine besondere Rolle, nämlich eine mögliche Abhängigkeit von der Intensität. Die Fluenzen zur Erreichung eines bestimmten Effekts überspannen in der Regel mehrere Zehnerpotenzen. Die Messungen machen daher in der Regel unterschiedliche Fluenzraten notwendig. Zuverlässige Ergebnisse sind nur zu erzielen, wenn die Wirkung vom Zeitfaktor bei der Exposition unabhängig ist, d.h. nur durch das Produkt „Zeit x Fluenzrate“ bestimmt wird. Die Gültigkeit dieses sogenannten „Reziprozitätsgesetzes“ muß – evt. durch Kontrollmessungen – sichergestellt sein.

Auch die Anforderungen an die spektrale Reinheit, d.h. die spektrale Bandbreite der verwendeten

Monochromatisierungseinrichtungen, sind nicht zu vernachlässigen. Die Absorptionsspektren biologisch wichtiger Moleküle sind zwar im allgemeinen recht breit, daraus darf aber nicht geschlossen werden, daß der spektralen Auflösung keine besondere Beachtung zuzuschreiben ist. Die Flanken der Absorptionsspektren sind nämlich oft sehr steil, eine zu große Bandbreite führt hier – und nicht im Bereich der Maxima – zu nicht unerheblichen Fehlern. Die bisherigen Überlegungen haben deutlich gemacht, daß die entscheidende Meßgröße die zur Erreichung eines bestimmten Effekts notwendige Quantenfluenz \emptyset ist. Sie wird jedoch in der Regel nicht gemessen (s.o.), sondern meist die *Energiefluenz* H , d.h. die auftreffende *Energie pro Fläche*. Nach der bekannten EINSTEIN-PLANCK-Beziehung gilt für die Quantenenergie E

$$E = hv = h \frac{c}{\lambda}$$

(λ : Frequenz, c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, λ : Wellenlänge, h : Elementarquantum, $h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J/s}$). Es ist also

$$H = h \cdot \frac{c}{\lambda} \cdot \emptyset \quad (14)$$

Beziehung (13) wird damit

$$\epsilon \cdot H \cdot \lambda = \text{constant} / \text{Isoeffekt} \quad (15)$$

Daraus folgt, daß die bestimmten Energiefluenzen jeweils mit den Wellenlängen λ multipliziert werden müssen, um zu einem korrekten Aktionsspektrum zu gelangen (sogenannte „Quantenkorrektur“). In der Regel werden diese auf eine bestimmte Bezugswellenlänge – meist die des Maximums – normiert.

Abbildungen 3 und 4 zeigen zwei Beispiele von Aktionsspektren. Das erste repräsentiert ein klassisches Exempel, wodurch schon mehr als zehn Jahre vor der biochemischen Aufklärung die Bedeutung der Desoxyribonukleinsäure gezeigt wurde. In Abbildung 4 wird ein neueres Pendant gezeigt, nämlich das Aktionsspektrum für die Abtötung von Säugerzellen.

4. Aktionsspektren bei Vorabsorption

Im bisher diskutierten „reinen“ Fall entspricht die spektrale Wirkungsfunktion $s(\lambda)$ dem Verlauf des Extinktionsspektrums $\epsilon(\lambda)$ des primären Chromophors. Diese idealen Verhältnisse sind in praxi selten anzutreffen. Bei Vorabsorption wird der Intensitätsverlauf der Lichtquelle durch das Transmissionsspektrum $T(\lambda)$ der vorgelagerten Moleküle moduliert, die den Chromophor erreichende Quantenfluenz ist u.U. deutlich verringert. Die dann gemessene spektrale Wirkungsfunktion zeigt einen oft drastisch geänderten Verlauf. Bezeichnet man mit $s'(\lambda)$ das bei Vorabsorption bestimmte Wirkungsspektrum und mit $\emptyset'(\lambda)$ die zugehörigen Fluenzwerte, so gilt

$$s(\lambda) = \frac{c}{T(\lambda) \cdot \emptyset(\lambda)} \quad (c: \text{Normierungsfaktor})$$

und

$$s'(\lambda) = \frac{c}{\emptyset'(\lambda)}$$

somit

$$s'(\lambda) = T(\lambda) \cdot s(\lambda) \quad (16)$$

Die erhaltene Wirkungsfunktion ist also durch das Produkt aus Transmissions und tatsächlichem Wir-

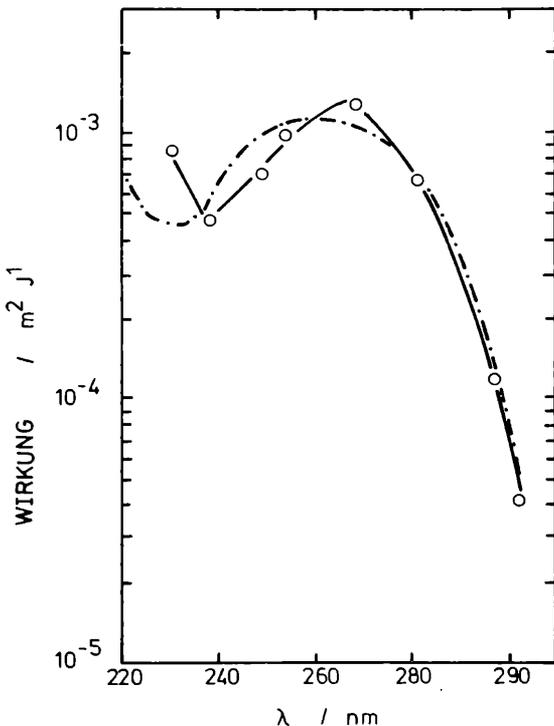


Abbildung 3

„Klassisches“ Aktionsspektrum der Bakterienabtötung (GATES, 1930), in dem die Quantenkorrektur (s Text) nicht durchgeführt wurde.

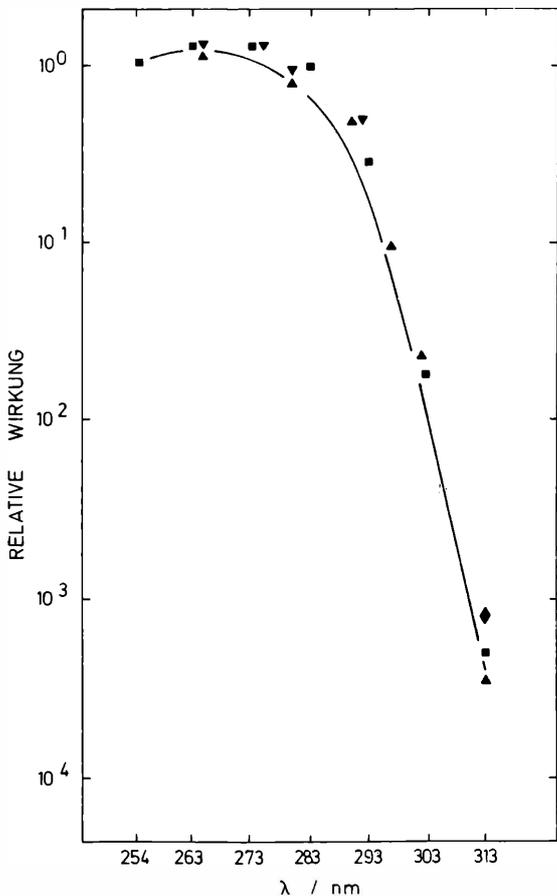


Abbildung 4

Aktionsspektren für Inaktivierung von Zellen des Chinesischen Hamster (▼ TODD et al, 1968, ▲ ROTHMAN und SETLOW, 1979, ◆ WELLS und HAN, 1984, ■ ZÖLZER und KIEFER, 1984 (aus: ZÖLZER, 1986) **im Vergleich zu einem mittleren Aktionsspektrum für die Schädigung von Bakterien und Phagen** (SETLOW, 1974).

kungsspektrum gegeben. Ein gutes Beispiel für die geschilderten Verhältnisse stellt die Erythembildung dar, welche auf einer Zellschädigung im *Stratum germinativum* der Haut beruht, die im wesentlichen dem Absorptionsverhalten der DNS folgt.

Die darüber liegende Lederhaut (*Stratum corneum*) schirmt die eindringende Strahlung jedoch beträchtlich ab. Dies ist in Abbildung 5 verdeutlicht. Man erkennt, daß zumindest im kurzwelligen Bereich Theorie und Experiment recht gut übereinstimmen, die Ausläufer bei größeren Wellenlängen sind wahrscheinlich dadurch bedingt, daß auch noch andere Chromophore eine Rolle spielen.

5. Polychromatische Strahlenquellen

In den meisten Fällen emittieren die verwendeten Strahlenquellen mehr als eine Wellenlänge. Falls zwischen ihnen in Bezug auf den fotobiologischen Effekt keine Wechselwirkungen bestehen, spricht man von *additiver* Wirkung, d.h. die primären Fotoprodukte werden von jedem Teil des Gesamtspektrums unabhängig erzeugt und addieren sich zum Gesamteffekt:

$$N' = Q \int s(\lambda) \vartheta(\lambda) d\lambda \quad (17)$$

und

$$y = f(N') = f(Q \int s(\lambda) \vartheta(\lambda) d\lambda) \quad (18)$$

Dabei sind $s(\lambda)$ die wellenlängenabhängige spektrale Wirkungsfunktion und $\vartheta(\lambda)$ das Quantenfluzenspektrum. Aus (18) geht hervor, daß eine notwendige Bedingung für Additivität die geometrische Ähnlichkeit der erhaltenen Fluenz-Effekt-Kurven ist. Es besteht Anlaß darauf hinzuweisen, daß die Additivität auf der Ebene der primären Fotoprodukte und *nicht* der gemessenen biologischen Wirkung besteht. Nur und *nur* bei linearen Wirkungskurven ergibt sich eine Additivität auch der Wirkungen.

Häufig werden Aktionsspektren nicht mit Hilfe monochromatischer Lichtquellen, sondern dadurch bestimmt, daß mit Hilfe von Kantenfiltern aus einem Gesamtspektrum schmale Anteile sukzessiv eliminiert werden. Zur Analyse dieses Verfahrens ist es zweckmäßig, die spektrale Quantenfluzenz als

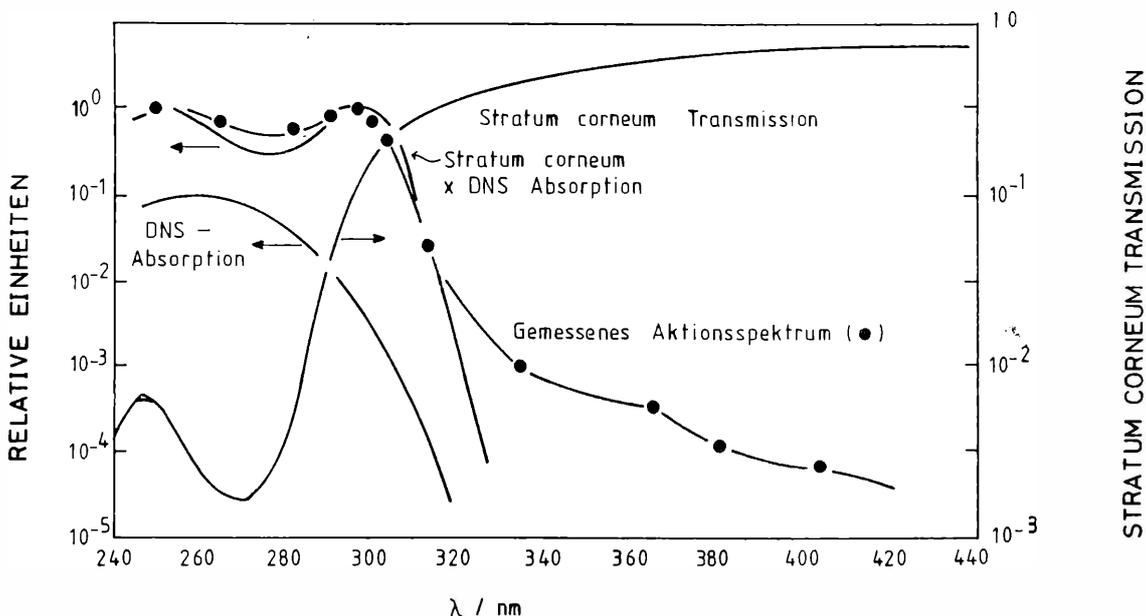


Abbildung 5

Konstruktion eines Aktionsspektrums für die Erythembildung und Vergleich mit experimentellen Daten (PARRISH et al., 1982).

Produkt aus der Gesamtfluenz \varnothing und einer normierten Verteilungsfunktion zu schreiben:

$$\varnothing(\lambda) = \varnothing \cdot f(\lambda) \quad (19)$$

mit $\int f(\lambda) d\lambda = 1$

Von einem Gesamtspektrum, das sich von λ_0 bis λ_m erstreckt, werde nun ein schmales Band $\lambda_0 \dots \lambda_1$ abgeschnitten. Wie üblich werden wieder identische Wirkungen betrachtet. Dann gilt

$$\begin{aligned} & \varnothing_0 \int_{\lambda_0}^{\lambda_m} s(\lambda) f(\lambda) d\lambda \\ &= \varnothing_1 \left[\int_{\lambda_0}^{\lambda_m} s(\lambda) f(\lambda) d\lambda - \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} s(\lambda) f(\lambda) d\lambda \right] \quad (20) \end{aligned}$$

und nach Umformung

$$\begin{aligned} & \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} s(\lambda) f(\lambda) d\lambda \\ &= (1 - \frac{\varnothing_0}{\varnothing_1}) \int_{\lambda_0}^{\lambda_m} s(\lambda) f(\lambda) d\lambda \quad (21) \end{aligned}$$

Dabei ist \varnothing_0 die für die Wirkung notwendige Quantenfluenz des gesamten Spektrums, \varnothing_1 die nach Einschaltung des Kantenfilters.

Falls der ausgeblendete Bereich schmal genug ist, kann man die linke Seite von Gleichung (21) mit $s(\lambda_1)$ gleichsetzen, das Integral auf der rechten Seite ist konstant. Die Bestimmung der spektralen Wirkungsfunktion setzt also – wie bei der Verwendung monochromatischer Quellen – eine exakte Messung der Quantenfluenzen voraus.

Das beschriebene Verfahren läßt sich verallgemeinern durch sukzessives Abschneiden des Spektrums mit Hilfe mehrerer Kantenfilter. man erhält dann analog

$$s(\lambda_2) = \varnothing_0 \left(\frac{1}{\varnothing_1} - \frac{1}{\varnothing_2} \right) \int_{\lambda_0}^{\lambda_m} s(\lambda) f(\lambda) d\lambda \quad (22)$$

Die weitere Verallgemeinerung ist offensichtlich:

6. Über die Anwendung von Wirkungsfunktionen

Spektrale Wirkungsfunktionen haben nicht nur einen fundamentalen Wert zur Erforschung von Grundvorgängen, sondern können auch herangezogen werden zur Bewertung von Lichtquellen, allerdings immer *nur* im Hinblick auf einen bestimmten Effekt. Aus diesem Grunde ist Skepsis angebracht bei der Einführung von „allgemeinen Wirkungsfunktionen“. Es muß auch darauf hingewiesen werden, daß die grundsätzliche Anwendbarkeit an die Voraussetzung der Additivität geknüpft ist. Diese ist sehr häufig nicht gegeben, vor allem dann, wenn im betrachteten Spektralgebiet noch andere fotobiologische Effekte vorliegen. Ein typisches Beispiel ist die Fotoreaktivierung der UV-induzierten Inaktivierung von Mikroorganismen. Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Spektralbereichen führen dazu, daß „monochromatische“ und „polychromatische“ Aktionsspektren erhebliche Unterschiede aufweisen können.

7. Schlußfolgerungen

Aus dem vorher Gesagten geht hervor, daß exaktes fotobiologisches Arbeiten eine möglichst genaue Kenntnis der Bestrahlungsbedingungen voraussetzt. Die Erfahrung zeigt, daß die Übernahme von Lampen- und Filterspektren aus Firmenpro-

spekten *nicht* ausreicht. Fabrikationsunterschiede und Alterungsprozesse können zu gravierenden Abweichungen von der „Norm“ führen – auf die eigene Messung kann nicht verzichtet werden. Die spektrale Verbindung der Quantenfluenz ist die entscheidende Meßgröße, ihre Bestimmung ist bei nicht monochromatischen Quellen durchaus nicht trivial. Aber auch bei monochromatischer Strahlung können Vorabsorption und Streuung bewirken, daß die biologischen Objekte eine geringere als an der Oberfläche gemessene Fluenz erhalten, wie zuvor gezeigt.

Bei der Beschreibung von Grundphänomenen ist auf die Angabe von Fluenzen und deren spektraler Verteilung nicht zu verzichten. Die Wichtung mit noch so attraktiv erscheinenden Wichtungsfunktionen sollte vermieden werden, denn hierdurch wird – aufgrund der durchgeführten Mittelung – Information verloren. Ein solches Verfahren hat nur einen gewissen heuristischen Wert zur schnellen vergleichenden Charakterisierung verschiedener Szenarien, kann aber die genaue Angabe der optischen Parameter niemals ersetzen. Die Wichtung mit nicht dem untersuchten Effekt entsprechenden Aktionsspektren stellt einen schwerwiegenden systematischen Fehler dar, der leicht völlig unzutreffende Schlußfolgerungen provozieren kann.

Literaturverzeichnis

- BLUME, H., GÜSTEN, H. (1977):
In: Ultraviolette Strahlen (her. J. KIEFER), Berlin: de Gruyter, S. 349.
- GATES, F.L. (1930):
J. Gen. Physiol. 14, 31
- HATCHARD, C. G., PARKER, C.A. (1956):
Proc. Roy. Soc. (London) A235, 518
- KIEFER, J. (1986):
In: Spektralradiometrie: Methodik, Messtechnik, Anwendung (her. G. VIETH, H. KAASE); Phys. Techn. Bundesanstalt Bericht PTB-Opt-24, Braunschweig. S. 194
- MOROWITZ, H.J. (1950):
Science 111, 229
- PARRISH, J.A., JAENICKE, K.F., ANDERSON, R.R. (1982):
Photochem. Photobiol. 36, 187
- ROTHMAN, R.H., SETLOW, R.B. (1979):
Photochem. Photobiol. 29, 57
- SETLOW, R.B. (1974):
Proc. Natl. Acad. Sci. US – 71, 3363
- STAR, W.M., MARIJNISSEN, J.P. (1987):
J. Photochem. Photobiol. 1, 149
- TODD, P., COOHILL, T.P., MAHONEY, J.A. (1968):
Radiat. Res. 35, 390
- WELLS, R.L., HAN, S. (1984):
Mutat. Rs. 129, 251
- ZÖLZER, F., KIEFER, J. (1984):
Photochem. Photobiol. 40, 49
- ZÖLZER, F. (1986):
Dissertation Univ. Giessen

Anschrift des Verfassers:

Prof. Dr. J. Kiefer
Strahlenzentrum der Justus-Liebig-Universität Gießen
Leihgesterner Weg 217
6300 Gießen

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Laufener Spezialbeiträge und Laufener Seminarbeiträge \(LSB\)](#)

Jahr/Year: 1988

Band/Volume: [3_1988](#)

Autor(en)/Author(s): Kiefer J.

Artikel/Article: [Biologische UV-Wirkungen - Grundlagen, Meßgrößen, Einheiten 27-31](#)